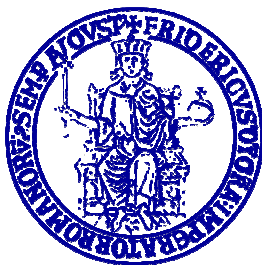


**UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI**

**“FEDERICO II”**

**FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI**



**TESI DI DOTTORATO IN SCIENZE DELLA TERRA**

**XXII CICLO**

***“CAMPI DI STRAIN IN AREE VULCANICHE: MODELLI  
ANALOGICI CON APPLICAZIONE AI CAMPI FLEGREI”***

**TUTORE  
CH. MO PROF.  
GIUSEPPE LUONGO**

**DOTTORANDA  
Dr. FILOMENA D'ALBORE**

**CO - TUTORE  
PROF. CLAUDIO SCARPATI**

# INDICE

Introduzione .....	- 2 -
Capitolo I.....	- 6 -
STRUTTURA E MODELLO FISICO DEI CAMPI FLEGREI.....	- 6 -
1.1 Processi geodinamici .....	- 6 -
1.2 L'area flegrea .....	- 13 -
1.3 Condizioni per la formazione di giunzioni triple: esempi.....	- 17 -
1.4 Vulcanismo flegreo e processi di calderizzazione .....	- 26 -
1.5 Il problema dell'orlo meridionale della Caldera dell'Ignimbrite Campana.....	- 35 -
1.6 Esiste un orlo calderico a mare? .....	- 44 -
Capitolo II .....	- 50 -
MODELLI ANALOGICI: STRUMENTI E METODOLOGIE.....	- 50 -
2.1 Materiali e strumenti.....	- 50 -
2.2 Calcolo del modulo di Young .....	- 52 -
2.3 Prove di termoreversibilità.....	- 60 -
2.4 Calcolo del modulo di taglio .....	- 65 -
Capitolo III .....	- 69 -
MODELLI ANALOGICI CON SORGENTE PUNTIFORME.....	- 69 -
3.1 Modelli analogici ad unico strato .....	- 70 -
3.2 Modelli analogici a due strati.....	- 77 -
3.3 Discussione dei risultati.....	- 84 -
Capitolo IV.....	- 87 -
MODELLO ANALOGICO CON SORGENTE ESTESA.....	- 87 -
4.1 Modello analogico .....	- 87 -
4.2 Concentrazione degli stress intorno alla sorgente ed applicazione al modello analogico .....	- 99 -
4.3 Il bending della copertura ed applicazione al modello analogico .....	- 109 -
Capitolo V.....	- 129 -
DISCUSSIONE DEI RISULTATI.....	- 129 -
CONCLUSIONI .....	- 136 -
BIBLIOGRAFIA .....	- 140 -

## Introduzione

I processi fisici di generazione magmatica, le forze che causano la risalita del magma, i diversi stili eruttivi risultano ben correlati, da un punto di vista generale, alla tettonica globale, invece i caratteri principali di ogni singolo edificio vulcanico sono ancora oggetto di importanti dibattiti. Il tutto diventa più complicato se si vuole associare l'evoluzione vulcanica alla tettonica locale.

Recentemente, è stato possibile ottenere nuovi dati, per conoscere strutture e deformazione dei vulcani e relazioni tra tettonica e vulcanismo, utilizzando i modelli analogici che riproducono eventi naturali in laboratorio, sia semplificandoli, riducendo il numero di variabili, sia permettendo di definire le principali fasi di un processo attraverso l'utilizzo di un rapporto in scala ben definito tra l'evento e la sua riproduzione in laboratorio.

L'utilizzo del modello analogico consente di analizzare e superare il problema della soluzione parziale associato ai modelli analitici. Ciò non esclude la validità di questi ultimi: è utile costruire un modello analogico parallelamente ad uno analitico in modo da poter relazionare i risultati ottenuti.

Il modello analogico è efficace solo se ben vincolato con parametri fisici (pressione, densità, moduli elastici, etc.) ed elementi geometrici o strutturali (numero di strati, disposizione degli strati etc.) che possono essere definiti solo dopo un'attenta analisi dell'area investigata.

In accordo a tale paradigma, è stata studiata la Caldera dei Campi Flegrei per modellizzare le sue strutture e le sue dinamiche. L'area flegrea, con le sue due caldere dell'Ignimbrite Campana e del Tufo Giallo Napoletano e le manifestazioni di un vulcanismo attivo, è il centro di un importante dibattito scientifico riguardante i bordi calderici: negli ultimi decenni i limiti delle due caldere sono stati continuamente modificati, sia a terra che a mare, ed, in alcuni casi, sono stati tracciati senza tener conto di alcun vincolo geologico, soprattutto nella parte sommersa. In questo settore, la mancanza di dati provenienti da perforazioni rende le varie interpretazioni estremamente deboli.

Questa situazione è particolarmente delicata soprattutto per la caldera esterna detta dell'Ignimbrite Campana.

Alla luce di tali condizioni si procede analizzando dati provenienti da una ricca bibliografia, che abbraccia gli ultimi 30 anni: alcuni autori cercano di dimostrare con dati gravimetrici, magnetici, sismici e stratigrafici, l'esistenza di un'ampia caldera generata dall'eruzione dell'Ignimbrite Campana che si sviluppa a mare, nella sua porzione meridionale; altri utilizzano gli stessi strumenti per avanzare dei dubbi circa il suddetto bordo meridionale.

Da un'analisi attenta dei dati bibliografici si ritiene che il bordo della caldera esterna è stato ben ricostruito solo a terra, ma non esistono prove circa l'esistenza della sua porzione sommersa.

In campo sperimentale si usa il principio "conoscere gli effetti per determinare la causa": nell'area flegrea un effetto dell'eruzione dell'Ignimbrite Campana è il bordo calderico. Se rimuoviamo l'effetto bisogna cambiare anche la causa.

A questo punto si ricerca un nuovo meccanismo per interpretare la suddetta eruzione, la più grande dell'area esaminata, utilizzando i modelli analogici.

Si è proceduto costruendo un modello in gelatina allo scopo di analizzare la deformazione dell'overburden correlata all'incremento di pressione nella sorgente di stress in profondità.

La gelatina è stata scelta da diversi autori come mezzo analogo alla crosta terrestre (Pollard, 1973; Takada, 1990; Menand et al., 2002; Rivalta et al., 2005; Kavanagh et al., 2006).

Si tratta di un materiale che deriva dall'idrolisi parziale del collagene, una proteina insolubile presente nei vertebrati, ed ha come principali sorgenti commerciali la pelle e le ossa di maiale e di bovino. Si presenta come un solido chiaro, trasparente, con comportamento viscoelastico, ad una temperatura maggiore di +7°C, che tende a divenire fragile ad una temperatura di poco inferiore (+5°C).

L'utilizzo della gelatina permette di realizzare modelli analogici definibili unici sia per la loro versatilità che per l'immediatezza dei risultati:

- è possibile ottenere una distribuzione spaziale delle fratture nel mezzo che non superi l'ordine dei centimetri, ciò assicura che l'intera deformazione si esaurisca nell'ambito del modello;
- i parametri elastici possono essere scalati, agevolmente, modificando la concentrazione della gelatina in acqua;
- la trasparenza del prodotto garantisce una buona osservazione delle fratture e misure precise delle deformazioni duttili e fragili che si originano;



- il basso modulo di taglio consente al materiale di deformarsi, significativamente, per azione del carico stesso della sostanza, a scala di laboratorio, rendendo agevole l'osservazione dei risultati;
- si ha la possibilità, a monte, di decidere le caratteristiche stratigrafiche del solido ospite ed il contrasto di densità con il materiale ospitato;
- si costruisce un modello 3D vincolato da dati geologici.

La fase di costruzione dei modelli analogici è preceduta da un'altra fase sperimentale che ha come scopo quello di determinare alcuni parametri reologici della gelatina, quali modulo di Young e modulo di taglio, e di testarne talune proprietà, come la termoreversibilità.

Dai risultati di questa prima fase si decidono le concentrazioni che le soluzioni di gelatina devono avere in funzione delle caratteristiche del mezzo che si vuole scalare; si programma il numero degli strati, il loro spessore e la loro posizione.

La seconda fase sperimentale, che consiste nella costruzione dei modelli analogici, inizia con la realizzazione di modelli "a sorgente puntiforme" costituiti da gelatina, ad un solo strato oppure a due strati, alla cui base viene collocata una sorgente puntiforme.

Quest'ultima, impiegata per immettere nel mezzo ospite fluidi di diversa natura (aria, acqua colorata e gassata ed olio) che simulano la risalita magmatica, è costituita da aghi, quando l'esperienza è condotta in condizioni atmosferiche, oppure da un cilindro di alluminio (con diametro di 6.46 mm) e da una pipetta in plastica (con diametro di 1.3 mm) in condizioni di sovrappressione, raggiunte con l'ausilio di un compressore.

Alla realizzazione di questi modelli segue la costruzione di un modello "a sorgente estesa", in cui un palloncino (con diametro di 21 mm) è posizionato alla base di un blocco di gelatina e viene gonfiato allo scopo di simulare un plume in risalita.

Tutti gli esperimenti sono videoregistrati mediante l'utilizzo di due videocamere disposte in modo diverso a seconda del fine dell'esperimento condotto. La videoripresa risulta essere uno strumento indispensabile sia per l'analisi dettagliata di ogni modello che per ricostruire l'evoluzione di un sistema controllando il tempo.

I risultati del modello con il palloncino sono in accordo con un plume magmatico in ascesa che produce tumescenza crostale, una frattura eruttiva tripartita e detumescenza.

Un modello simile è già stato proposto, per i Campi Flegrei: partendo dall'equazione generale di Marsh, che governa la deformazione in un processo di tumescenza e detumescenza crostale, è stato realizzato un modello analitico (Luongo et al., 1991) con il quale si calcola la pressione necessaria per ottenere, nell'area flegrea, un processo di risorgenza calderica. Un calcolo simile si esegue anche con l'utilizzo del modello analogico a sorgente estesa.

I risultati dei modelli analogici e la loro interazione con il modello analitico conducono ad una nuova interpretazione del meccanismo di eruzione dell'Ignimbrite Campana che non può prescindere da un modello fisico – dinamico che colloca i Campi Flegrei in un contesto geodinamico più ampio. Quest'ultimo coinvolge l'apertura del Tirreno, la risalita di masse magmatiche, i campi di stress e le deformazioni ad esse associate.

## **Capitolo I**

### **STRUTTURA E MODELLO FISICO DEI CAMPI FLEGREI**

#### **1.1 Processi geodinamici**

Per Campi Flegrei si intende indicare il complesso vulcanico che si sviluppa nella città di Napoli e nella regione ad Occidente di questa.

La complessità tettonica e vulcanica dell'area flegrea va inquadrata in una dinamica più ampia che riguarda la genesi e l'evoluzione del bacino tirrenico. Diversi modelli fisico – dinamici si sono avvicendati negli anni aventi come oggetto il suddetto bacino e come scopo quello di trovare una teoria che spiegasse la molteplicità di ambienti geodinamici che caratterizzano l'area in oggetto. Una molteplicità fatta di elementi in apparente contrasto ma che se considerati in connubio tra loro possono portare ad una soluzione plausibile. Alcuni modelli sono stati superati, altri continuano ad esistere pur risultando deficitari in più punti e, di conseguenza, fortemente attaccabili.

Una svolta fondamentale nello studio dell'area in oggetto arriva negli anni 70: l'esistenza, nel settore includente l'Appennino Meridionale ed il bacino tirrenico, del vulcanismo calcareo delle isole Eolie, di terremoti intermedi e profondi e di una particolare distribuzione di anomalie magnetiche e del Bouguer è ritenuta sufficiente, da alcuni ricercatori (Caputo et al., 1970; Morelli, 1970; Barberi et al., 1973), per applicare la teoria della Tettonica a Placche all'Italia Meridionale, ipotizzando un processo di subduzione dallo Ionio al Tirreno.

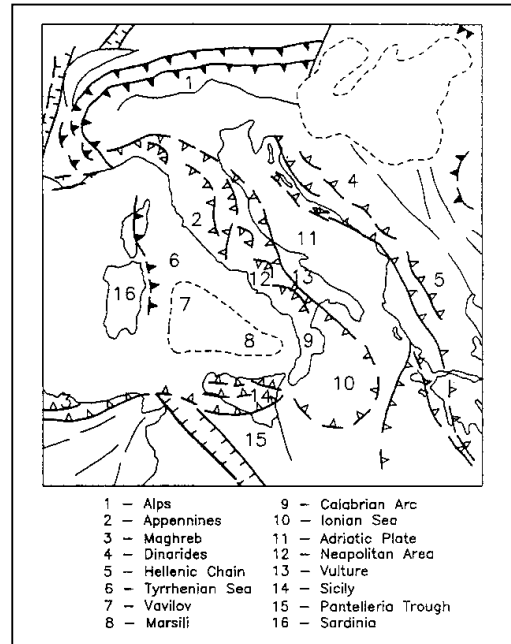
La suddetta teoria, in precedenza, aveva spiegato in modo eccelso la dinamica della litosfera nel Pacifico.

Ben presto ci si rende conto che il processo in atto nell'Italia Meridionale è molto complesso e, pertanto, non interpretabile con il solo meccanismo di subduzione della zolla Africana sotto quella Europea, basti pensare alla presenza a breve distanza di un vulcanismo distensivo (Etna) e di uno compressivo (Isole Eolie) e della giovane età di quest'ultimo.

Inoltre, esistono elementi che rendono le prime interpretazioni non coerenti con la teoria:

- le dimensioni lineari della placca subdotta, orientata SE – NW, sono estremamente ridotte se confrontate con gli archi del Pacifico;
- l'assenza di una litosfera oceanica nel Mar Ionio indica che il processo di subduzione ha già raggiunto uno stadio avanzato.

Luongo (1979) interpreta la struttura subdotta come il residuo di un arco, lungo circa 2000 km, esteso, probabilmente, dall'Appennino alle Magrebi (fig. 1.1).



**Fig. 1.1** – Mappa rappresentativa dei principali domini strutturali (Luongo et al., 1991).

Gasparini et al. (1982) sulla base di studi sismotettonici, realizzati in Italia Meridionale, definiscono il limite dell'arco tra l'area napoletana e la Sicilia e forniscono la geometria di una placca con un'immersione costante fino ad una profondità di circa 500 km ed una diminuzione dell'immersione negli ultimi 50 km. Gaudiosi et al. (1984) propongono un modello di bending litosferico per l'Arco Calabro. In base a tale modello la subduzione è un processo passivo che interagisce minimamente con la placca litosferica sovrastante. Il campo di stress agente nell'area è dato dalla sovrapposizione di due stress: uno associato all'apertura del Tirreno (stress a simmetria radiale) e l'altro alla convergenza Africa – Europa (N - S).

Nello stesso periodo, Locardi (1986) associa l'apertura del Tirreno ad un sollevamento mantellico e Finetti e Del Ben (1986) propongono, partendo sempre da un sollevamento mantellico ma multifase, un modello di apertura del Tirreno caratterizzato da due stadi che avrebbero determinato l'oceanizzazione della crosta e la formazione di due bacini, il Magnaghi – Vavilov ed il Marsili – Palinuro. Il primo bacino, dalla datazione dei sedimenti, risulta avere un'età di 5 - 5.5 Ma B.P., il secondo, più giovane, risale a 1.8 – 2 Ma B.P.

Anderson e Jackson (1987) ridefiniscono la geometria della placca subdotta riesaminando la sismicità profonda del Tirreno. La distribuzione degli ipocentri delimita una zona sismicamente attiva immergente a NW, con una lunghezza di circa 200 km, uno spessore di 50 km ed una profondità di 500 km. La placca subdotta mostra una concavità rivolta verso l'alto ad una profondità di 300 km; la sismicità è concentrata a circa 250 – 300 km, dove l'inclinazione della placca varia da 70°, per la parte superiore, a 45°, per la parte più profonda.

L'assenza di una intensa attività sismica superficiale, soprattutto associata a faglie inverse, fa supporre che il processo di subduzione sia terminato e che la sismicità rilevata non sia relazionata alla convergenza Africa – Eurasia ma alla distensione in atto nel bacino tirrenico.

Nel 1990, per Boccaletti et al. la formazione del Tirreno risulta dalla collisione Europa - Africa, che avrebbe generato un campo di stress di intraplacca con taglio orizzontale, rigonfiamento astenosferico ed un graduale collasso crostale, mentre per Mantovani et al., l'apertura dello stesso bacino è associata alla rotazione in senso antiorario della placca adriatica, avvenuta nel Plio – Quaternario, e risultante dalla convergenza Africa – Eurasia.

Nel 1988, Luongo et al. elaborano un modello che riesce a spiegare in maniera esaustiva la dinamica complessa del Tirreno Meridionale caratterizzata dalla convivenza, in aree piuttosto ristrette, di vulcanismi tholeitico (bacini Magnaghi – Vavilov e Marsili – Palinuro), calcalkalino (Isole Eolie) ed alcalino (Etna e margine continentale tirrenico) e dall'alternanza di aree in compressione ed in distensione.

Il modello comprende diversi processi:

- presenza di una slab in subduzione associata alla convergenza Africa – Europa;
- apertura del bacino tirrenico associata ad un plume in risalita;
- spreading del Tirreno e bending dell'arco Appennino – Magrebidi;

- inversione del processo di subduzione.

La convergenza Europa - Africa, con la subduzione della placca Adria al di sotto dell'Iberia, inizia a partire dall'Eocene e porta alla realizzazione della catena Appenninica – Magrebidi, generata dallo scollamento della crosta superiore del margine continentale africano e dal ripiegamento in falde sullo stesso margine (Luongo, 1988). Nel Tirreno Meridionale l'esistenza di una massa litosferica, immersa nell'astenosfera, fino ad una profondità di circa 500 km, è provata dalla sismicità; ma i parametri focali indicano, anche, che essa ha un ruolo passivo nella dinamica della zona. È possibile che la subduzione passi attraverso un rapido cambiamento quando inizia l'apertura del Tirreno: man mano che il processo di spreading avanza, il campo di stress associato all'apertura si incrementa sempre più, a differenza di quello associato alla subduzione, che diventa meno importante. L'apertura del Tirreno, iniziata circa 10 Ma B.P., si associa alla risalita di un plume astenosferico ed è marcata da due fasi e da due zone di spreading: i bacini Magnaghi – Vavilov (4 - 2 Ma B.P.) e Marsili – Palinuro (1.8 Ma B.P.).

La risalita nel mantello di masse ad alta temperatura, con densità e viscosità relativamente basse, crea, nella parte sommitale dello stesso mantello, un flusso orizzontale che esercita sforzi sulla parte inferiore della litosfera (Luongo, 1988).

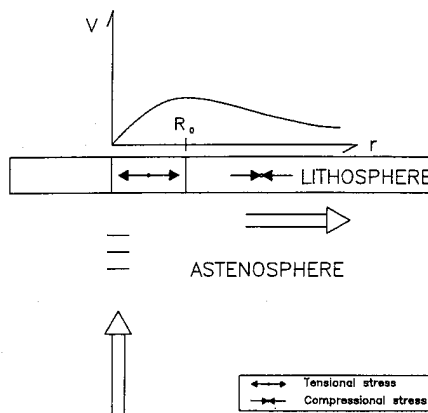
La velocità del flusso radiale nell'astenosfera (fig. 1.2) è nulla lungo la perpendicolare che passa per il centro della massa in risalita; aumenta radialmente, raggiungendo un valore massimo ad una distanza pari alle dimensioni radiali della massa anomala ( $R_0$ ); infine, decresce tendendo asintoticamente a zero.

La forza esercitata dalla massa in risalita sulla litosfera sovrastante è proporzionale alla velocità relativa litosfera – astenosfera.

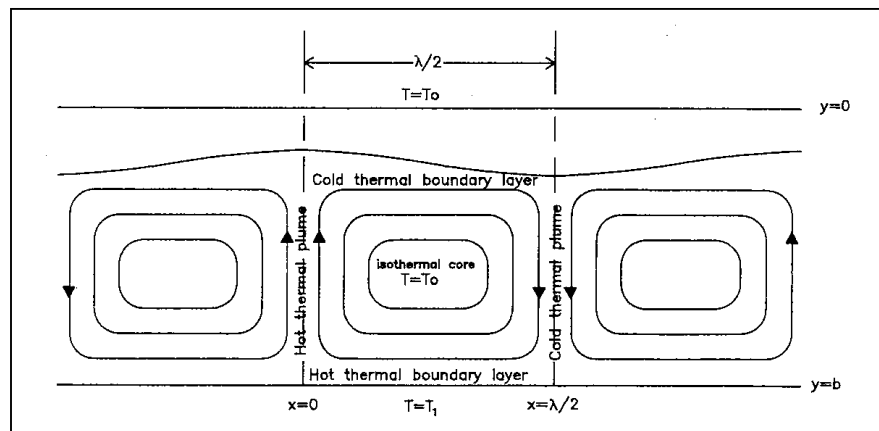
Il campo di sforzi che si genera è costituito da:

- uno sforzo radiale ( $\sigma_r$ ), funzione della derivata della velocità del flusso rispetto alla distanza dal centro del plume, risultante tensile per distanze inferiori ad  $R_0$  e compressivo per distanze superiori ad  $R_0$ ;
- uno sforzo tangenziale ( $\sigma_t$ ), proporzionale al rapporto tra la velocità del flusso e la distanza dal centro del plume ( $V_F / d$ ), che si presenta sempre tensile;
- uno sforzo di taglio ( $\tau$ ), dato dalla differenza tra lo sforzo totale ( $\sigma_r + \sigma_t$ ) e quello radiale ( $\sigma_r$ ), che è nullo al centro del plume, cresce con la distanza fino ad  $R_0$  e poi decresce per distanze superiori (Luongo, 1988).

Per la presenza di celle convettive nel mantello, alla risalita di masse calde si associa la discesa di masse fredde: celle convettive adiacenti possono avere in comune un ramo ascendente caldo oppure un ramo discendente freddo (fig. 1.3).



**Fig. 1.2** – Velocità di flusso radiale ( $V$ ) di una massa astenosferica termicamente anomala in funzione della distanza dal centro di sollevamento ( $r$ ) (Luongo et al., 1991).



**Fig. 1.3** – Rappresentazione bidimensionale di celle convettive in uno strato fluido riscaldato dal basso (Luongo et al., 1991).

Il ramo caldo, in risalita, sottopone a sforzi orizzontali la litosfera sovrastante, trasportandola come un rullo, poi si raffredda e migra verso il basso.

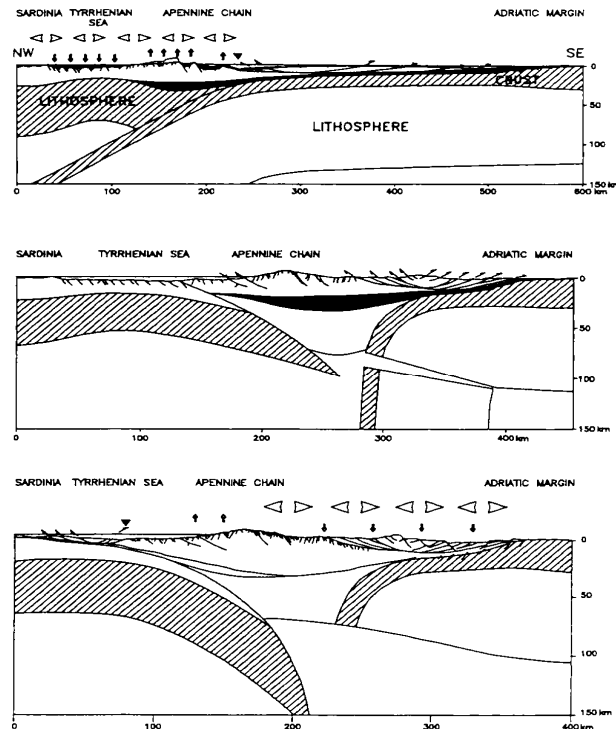
Per quanto riguarda l'Italia Meridionale ed il Tirreno, la risalita del plume caldo potrebbe essere localizzata lungo la zona che si estende dal Vavilov al Marsili,

invece il ramo freddo è localizzabile in corrispondenza del fronte della catena e del bacino di avanfossa (Luongo et al., 1991).

Questi ambienti geodinamici sono scelti sia in funzione dei valori di flusso di calore, alti nella zona Vavilov – Marsili (3 - 4 HFU) e bassi nel bacino di avanfossa (< 1HFU), che delle anomalie gravimetriche, positive nel Tirreno e negative nella fossa (fig. 1.4).

Il processo descritto, apertura del Tirreno, flusso orizzontale dell'astenosfera e discesa del ramo freddo, si è presentato dopo il processo di subduzione e, molto probabilmente, ne ha modificato la geometria.

A causa del flusso astenosfera – litosfera, che avviene dal Tirreno verso l'Apula, la placca subdotta in precedenza, Africa – Europa, tende a disporsi verticalmente; poiché la nuova dinamica è più attiva, lo slub antico si rompe innescando un'inversione del processo di subduzione (fig. 1.4). È possibile che la formazione dell'Appennino sia relativa a flussi convergenti di celle convettive adiacenti e che il fronte distensivo segua sempre quello compressivo; infatti, l'apertura del Tirreno inizia quando l'orogenesi appenninica ha già avuto luogo (Luongo et al., 1991).



**Fig. 1.4** – Ipotesi di evoluzione dell'Appennino Meridionale e del bacino tirrenico (Luongo et al., 1991).



Nel Tirreno si sarebbero succeduti più episodi di risalita magmatica con una migrazione del centro di spinta dal Magnaghi – Vavilov al Marsili – Palinuro.

Ciò comporta una modifica, per la stessa area, dei campi di deformazione: ci si deve attendere che, in una stessa zona, un vulcanismo di tipo compressivo possa essere sostituito da uno di tipo distensivo.

Il campo di deformazione, attualmente osservato, può essere la risultante di due campi di sforzi, uno prodotto da una sorgente in espansione nel Tirreno e l'altro dalla curvatura dell'arco (bending) causata dalla compressione Africa – Europa.

Quest'ultima ha prodotto sforzi orizzontali, con direzione prevalente NS, che hanno agito sulla penisola italiana generando un processo di bending.

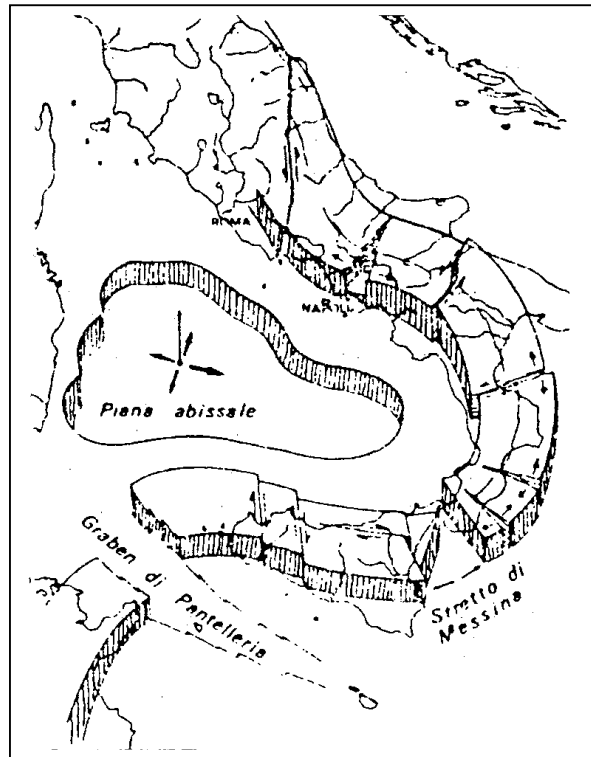
Se si rappresenta la penisola come una sbarra, il campo di sforzi su indicato curva la sbarra producendo fratture e faglie ed i casi che si possono presentare sono, essenzialmente, due:

- 1) se la sbarra non è vincolata e gli sforzi normali agiscono alle sue estremità, essa si curva, creando un campo di stress distensivo nella parte convessa e compressivo in quella concava, e si formano fratture trasversali all'asse longitudinale;
- 2) se la sbarra è vincolata ad un'estremità si generano anche sforzi di taglio, principalmente localizzati nel punto di vincolo, e si producono fratture trasversali e longitudinali.

Nell'Italia Meridionale, la sovrapposizione del campo di sforzi associato al bending con quello generato dall'apertura del Tirreno fa sì che la parte dell'arco con maggiore curvatura migri verso SE, mentre gli estremi dell'arco tendono ad avvicinarsi.

Questo modello è in accordo con:

- i dati GPS che misurano un avvicinamento della Sicilia alla Sardegna, erroneamente interpretato da molti come conseguenza di un processo di chiusura del Tirreno;
- la contemporaneità del vulcanismo compressivo delle isole Eolie (parte concava dell'arco) con quello distensivo dell'Etna (parte convessa dell'arco);
- strutture a graben in Calabria ed in Sicilia, nella zona di distensione (fig. 1.5).



**Fig. 1.5** – Rappresentazione del processo di espansione del Tirreno e di bending della Penisola (Luongo, 1988).

## 1.2 L'area flegrea

Il vulcanismo dell'area napoletana non può essere associato al modello geodinamico che considera solo la subduzione della placca Africana sotto quella Europea.

La distribuzione spaziale di strutture tettoniche e di sistemi vulcanici può essere ben spiegata invocando un plume in risalita, un bending della placca litosferica ed il successivo collasso (Luongo et al., 1991). Sono diversi gli elementi che fanno pensare a masse calde in risalita sotto l'area flegrea:

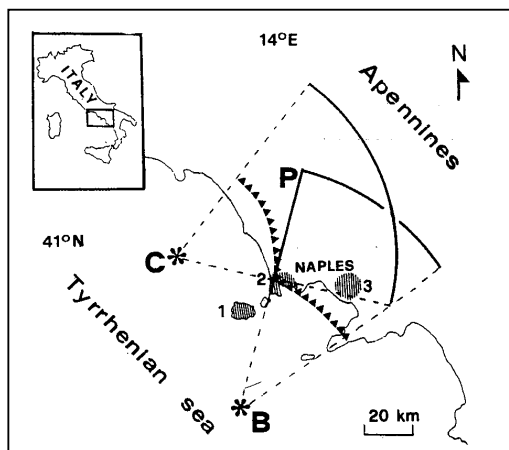
- 1) Moho superficiale sotto l'area napoletana;
- 2) inizio del vulcanismo in una struttura tipo graben;
- 3) formazione di una giunzione tripla lungo cui si localizza l'attività vulcanica.

La profondità della Moho, sotto l'area dei Campi Flegrei, è stata rilevata da studi di sismica crostale condotti attraverso la zona vulcanica campana (Ferrucci et al.,

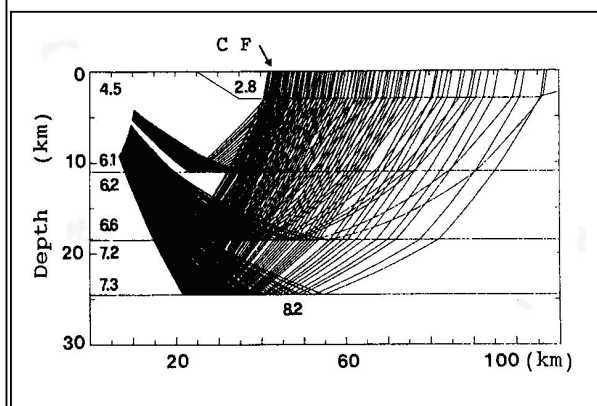
1989): si è trattato di un esperimento sismico a scala regionale avente lo scopo di trovare collegamenti significativi tra tettonica e vulcanismo.

Sono stati realizzati due schieramenti a ventaglio (*B* e *C*, fig. 1.6) ed un profilo lineare (*P*, fig. 1.6): per i primi, per penetrare la crosta sotto l'area vulcanica e per ridurre il disturbo legato all'alta densità di popolazione, tutti i siti di registrazione sono stati posti sul complesso carbonatico Appenninico e lungo un'isolinea del Bouguer (-30/-40 mGal) e gli spari sono stati localizzati simmetricamente nel Mar Tirreno; il profilo lineare è orientato NS e si estende a terra per circa 60 km.

I dati ottenuti rilevano la Moho (8 km/s) a circa 24 km di profondità sotto i Campi Flegrei ed a circa 35 km sotto il Vesuvio (fig. 1.7). In realtà, l'interfaccia crosta – mantello avente maggiore significato reologico deve essere posta a profondità minori (18 km), nel punto in cui le velocità passano da 6.6 km/s a 7.2 km/s e dove avviene il passaggio sismico; l'interfaccia sottostante (24 km), marcata dal passaggio 7.3/8.2 km, è associata solo ad una variazione petrografica, quindi di pressione. In definitiva possiamo affermare che, su di una distanza di circa 150 km ed in direzione NE – SW, l'interfaccia crosta/mantello passa da 5 – 6 km, nel Tirreno centrale, a 15 - 18 km sotto i Campi Flegrei, per poi raggiungere i 25 - 28 km, sotto il Vesuvio, ed i 35 - 40 km in corrispondenza dell'Appennino Meridionale. In generale, nelle aree vulcaniche il passaggio della Moho, posto a circa 7.1 – 7.2 km/s, è più superficiale rispetto alle aree cratoniche come conseguenza dell'alterata rigidità del mezzo derivante, principalmente, da un alto flusso di calore (Ranalli, 1988).



**Fig. 1.6** – Localizzazione su mappa dei dispositivi sismici a ventaglio, *B* e *C*, e del profilo sismico lineare *P* (Ferrucci et al., 1989).



**Fig. 1.7** – Rappresentazione dell'andamento della Moho (Ferrucci et al., 1989).

Il vulcanismo flegreo inizia circa 2 Ma B.P. nella Piana Campana, un graben Plio – Quaternario formatosi durante una fase distensiva collegata all'apertura del Tirreno e l'area flegrea sembra essere posta al centro di una giunzione tripla, tipica di sistemi generati da un plume in risalita.

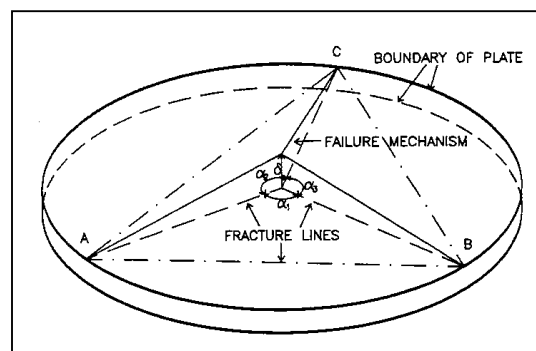
I tre rami di tale giunzione, disposti a circa  $120^\circ$  l'uno dall'altro, ospitano o hanno ospitato l'attività vulcanica campana.

Per valutare se il modello di giunzione tripla è applicabile ai Campi Flegrei o, più in generale, al vulcanismo campano, è stato utilizzato “il teorema cinematico”, un teorema di analisi limite in uso nel campo dell'ingegneria strutturale, con lo scopo di determinare, tra i diversi meccanismi di fratturazione, quello che richiede il lavoro minore, quindi il minore dispendio di energia (Luongo et al., 1991).

Dal teorema cinematico, applicato ad una placca circolare con comportamento elasto – plastico, soggetta ad un carico verticale e con i bordi vincolati, risulta che la fratturazione si presenta con la seguente dinamica:

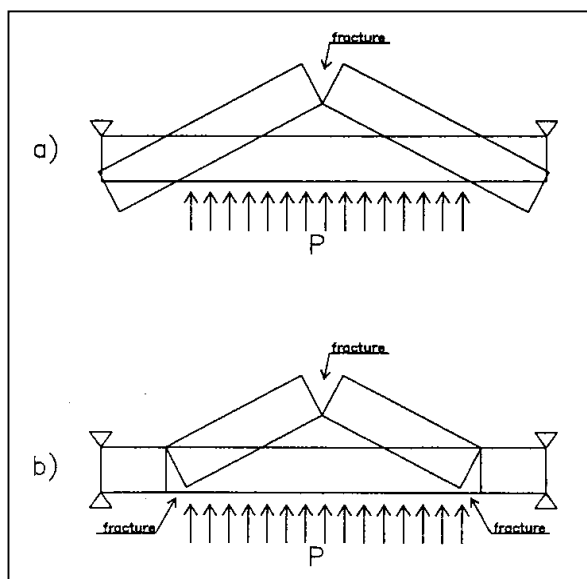
- 1) inizialmente, il centro della piastra è attraversato da una frattura, collegata al carico verticale, che può svilupparsi dal centro verso il bordo o viceversa;
- 2) in seguito, si presentano altre due fratture, come conseguenza della tensione orizzontale indotta dal bending nella parte superiore della piastra.

La propagazione delle due fratture è legata all'andamento di quella iniziale: se la prima frattura si propaga dall'orlo verso il centro, le altre due iniziano a svilupparsi solo quando essa ha raggiunto il centro; se la prima frattura parte dal centro, le altre due si estendono simultaneamente. Il meccanismo di frattura è rappresentato da una rotazione rigida di tre settori delimitati da tre linee di frattura ed è mostrato in figura 1.8, dove sono ben evidenti le fratture, gli angoli tra esse ( $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ ) e lo spostamento verticale del punto centrale della placca ( $\delta$ ).



**Fig. 1.8** – Rappresentazione in tre dimensioni del meccanismo di fratturazione di una placca circolare (Luongo et al., 1991).

Se l'orlo della piastra è vincolato in modo unilaterale, in modo che possa muoversi verso il basso ma non verso l'alto, la formazione di tre fratture che attraversano il centro della piastra è sufficiente affinché si verifichi la rottura (fig. 1.9); se l'orlo è vincolato da limiti bilaterali è necessario lo sviluppo di altre tre fratture per arrivare alla rottura ( $A - B$ ,  $B - C$ ,  $C - D$ ). Queste linee di frattura potrebbero non affiorare perché la zona di trazione è localizzata nella parte sepolta della piastra (Luongo et al., 1991).



**Fig. 1.9** – Meccanismi di frattura per una piastra vincolata in modo unilaterale (a) e bilaterale (b) (Luongo et al., 1991).

In entrambi i casi, se la piastra è omogenea ed isotropa, la funzione per minimizzare è la stessa ed è data da (eq. 1.1):

$$f(\alpha_1, \alpha_2) = \frac{\tan\left(\frac{\alpha_1}{2}\right) + \tan\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) + \tan\left(\pi - \frac{\alpha_1}{2} - \frac{\alpha_2}{2}\right)}{\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2) + \sin(2\pi - \alpha_1 - \alpha_2)} \quad (1.1)$$

in cui  $\alpha_1$  ed  $\alpha_2$  sono gli angoli tra le linee di frattura e  $\alpha_3 = 2\pi - \alpha_1 - \alpha_2$ . Il minimo di questa funzione è 2 ed è determinato da  $\alpha_1 = \alpha_2 = 2.09$  radianti e, quindi, per  $\alpha_3 = 120^\circ$ .

Dal modello si deduce che la formazione di tre fratture separate da un angolo di  $120^\circ$  rappresenta l'evoluzione più probabile di una crosta soggetta ad un carico verticale: il calcolo è stato eseguito considerando la crosta come una placca omogenea ed isotropa, ma l'angolo tra le fratture non dovrebbe differire di molto anche nel caso, più realistico, di una crosta eterogenea.

Per l'area napoletana, considerando il raggio della placca  $R = 50$  km, lo yield stress  $\alpha = 1000$  bar e lo spessore della placca  $h = 15$  km, la pressione verticale necessaria per la rottura della crosta risulta essere  $P = 500 / 1000$  bar.

In conclusione, si può dire che la Piana Campana ed il vulcanismo sviluppatosi in essa hanno un'origine ed un'evoluzione associata ad un processo di deformazione a scala più ampia, collegato ad un campo di stress tensile associato all'apertura del bacino tirrenico (Luongo et al., 1991) ed alla risalita di masse magmatiche.

### **1.3 Condizioni per la formazione di giunzioni triple: esempi**

Il processo di rottura della crosta parte con un rigonfiamento crostale, attraversa la fase di rifting e la formazione di una giunzione tripla, e termina con la rottura continentale (Burke – Dewey, 1973).

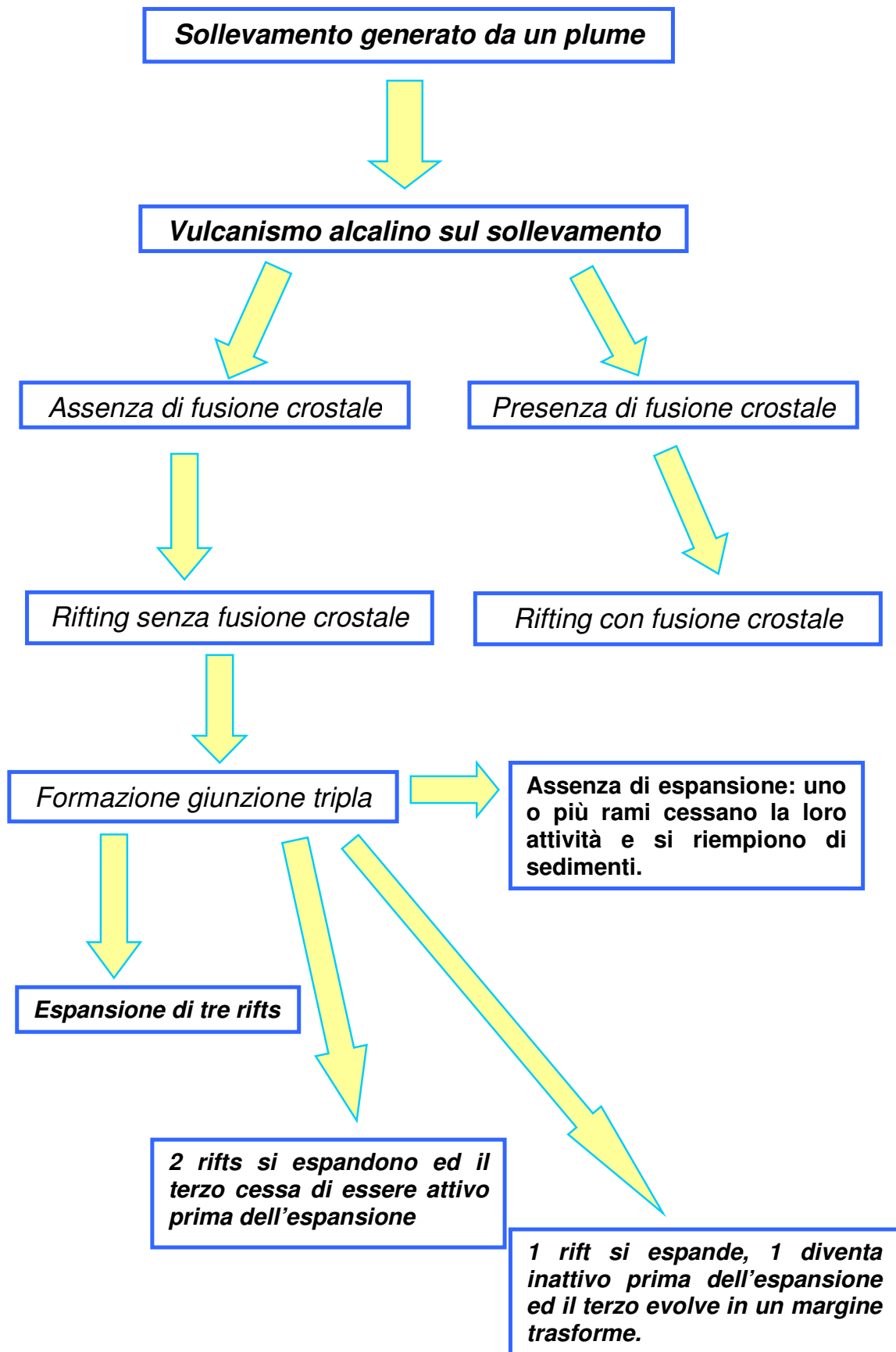
Sollevamenti della crosta da parte di un plume portano allo sviluppo di rifts in cresta disposti, nella maggior parte dei casi, a  $120^\circ$  l'uno dall'altro in giunzioni triple “*rrr*” (rift – rift – rift) che si formano, probabilmente, perché questa configurazione è quella che richiede il lavoro minore, quindi il minore impiego di energia.

Più raramente si formano giunzioni a quattro rami “*rrrr*” (Burke – Dewey, 1973).

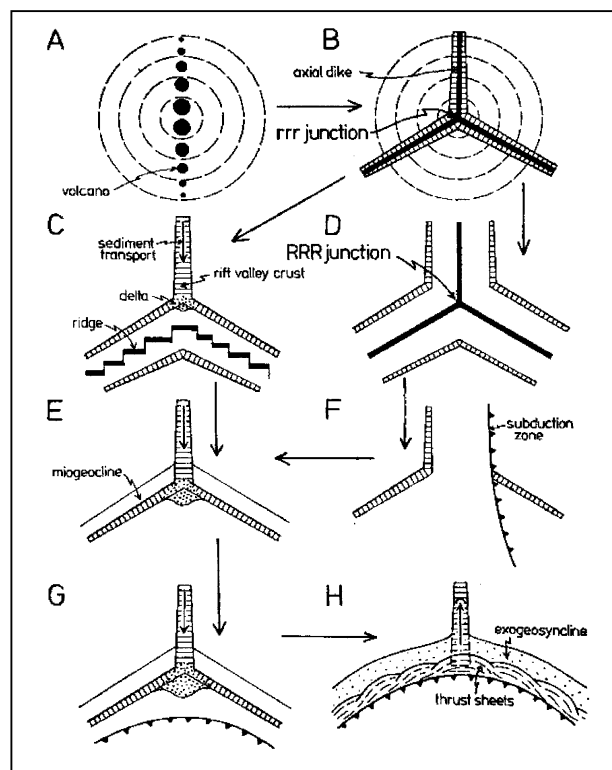
L'evoluzione di una giunzione tripla può essere di diverso tipo: i rifts che raggiungono lo stadio di messa in posto di un dicco assiale diventano limiti di placche divergenti o trasformati; in alcuni casi, un ramo della giunzione cessa il suo sviluppo prima della fase di espansione ed i rami rimanenti formano un limite di placca divergente.

Il seguente schema illustra sequenze di sviluppo strutturale di sistemi di rifts osservati in Africa (modificato da Burke – Dewey, 1973).

La simmetria radiale del modello a tre rami indica che il campo di stress che genera la giunzione tripla è compressivo radialmente e distensivo tangenzialmente nel piano orizzontale (Wyss, 1980).



In linea generale (fig. 1.10; Burke – Dewey, 1973), il sollevamento di un plume genera inarcamento della crosta sovrastante e produce un vulcanismo alcalino (A), dove i vulcani risultano allineati come ci si aspetta per un vulcanismo associato ad un punto caldo; in seguito, si sviluppano, nella maggior parte dei casi, tre rifts formanti una giunzione “rrr” (B). A questo punto si può avere una doppia evoluzione: in un caso (C), due rami evolvono in un margine di placca divergente (ridge) a cui farà seguito la separazione continentale, ed il terzo ramo cessa la sua attività e si presenterà come un graben che può essere attraversato da un fiume (es. Limpopo) oppure riempito da sedimenti; nell’altro caso (D), i tre rami evolvono in margini di placca divergenti incontrandosi in una giunzione tripla “RRR” (ridge – ridge – ridge). Il caso C può evolvere e formare un margine continentale tipo Atlantico, con la crescita di un delta alla foce del ramo fallito (E); invece, nel caso D un ramo del sistema RRR può chiudersi con una subduzione marginale (F) ed una catena di vulcani calc alcalini si svilupperà lungo il suo margine. Anche il caso F, a sua volta, può evolvere in un margine continentale tipo Atlantico. Il margine continentale tipo Atlantico (E), con il suo ramo fallito, può avvicinarsi ad una zona di subduzione (G), entrare in collisione con essa (H) e formare un orogene collisionale.



**Fig. 1.10** – Rappresentazione schematica dell’origine e dell’evoluzione di giunzioni triple generate da plume (Burke – Dewey, 1973).



Il modello di giunzione tripla “*rrr*” è un elemento distintivo della rottura continentale riconoscibile anche dopo che rocce, vicine alla giunzione, hanno subito complessi sviluppi strutturali. Inoltre, le giunzioni triple generate da plume sono utili nell’analisi di storie di placche complesse del Precambriano a causa della comune associazione in esse di un ramo con una storia strutturale, sedimentaria ed ignea relativamente semplice e due rami che registrano una storia di collisione continentale, quindi più complicata da decifrare (Burke – Dewey, 1973).

Di circa 45 giunzioni triple individuate nel mondo, cinque si trovano in uno stadio iniziale di sviluppo e possono, ancora, espandersi su tutti i rami; cinque delle giunzioni più vecchie hanno cessato la loro attività lungo alcuni rami, oltre lo stadio di rifting, e tre si sono sviluppate con un’espansione lungo i tre rami. Le rimanenti giunzioni si sono sviluppate con spreading o moto trasforme su due rami, invece, l’attività lungo il terzo ramo è cessata oltre lo stadio di rifting. È probabile che cinque delle 45 giunzioni fossero a quattro rami con espansione su due ed interruzione dell’attività sui rimanenti (Burke – Dewey, 1973).

Non è escluso che vecchi rifts possano essere riattivati: l’apertura dell’Atlantico nel Mesozoico avvenne, pressappoco, sulla stessa linea lungo cui il suo predecessore si aprì all’inizio del Paleozoico e si chiuse alla fine della stessa Era.

Questo accade perché le zone di sutura sono zone di debolezza crostale estese per l’intero spessore della litosfera, quindi più vulnerabili alla rottura continentale rispetto alla litosfera continentale normale.

Abbastanza comuni in una giunzione tripla sono, anche, i processi di riattivazione di rami falliti, lo sviluppo asimmetrico di qualche rifts e la presenza di importanti mineralizzazioni sia nei rifts che nei rami falliti.

Inoltre, alcuni tra i fiumi più grandi del mondo fluiscono lungo rami falliti, specie in vicinanza di oceani: un esempio è dato, in Europa, dal Reno che fluisce lungo due rami della giunzione di Francoforte e, quando il livello del mare è basso, raggiunge l’oceano percorrendo un ramo fallito del Mare del Nord (Burke – Dewey, 1973).

I rami falliti hanno due caratteristiche: lo stadio iniziale di graben e di vulcanismo si presenta sincronicamente con quello dei rami di successo; l’attività tettonica si interrompe ed è seguita da stabilità appena la postazione si è allontanata dal plume (Wyss, 1980).

Sembra che rifts e giunzioni triple si formino, maggiormente, su placche che sono temporaneamente ferme rispetto al plume sottostante; quindi, la formazione di una

giunzione tripla che guida alla rottura continentale può indicare che la placca, su cui essa, si presenta, è stata temporaneamente ferma sul suo plume.

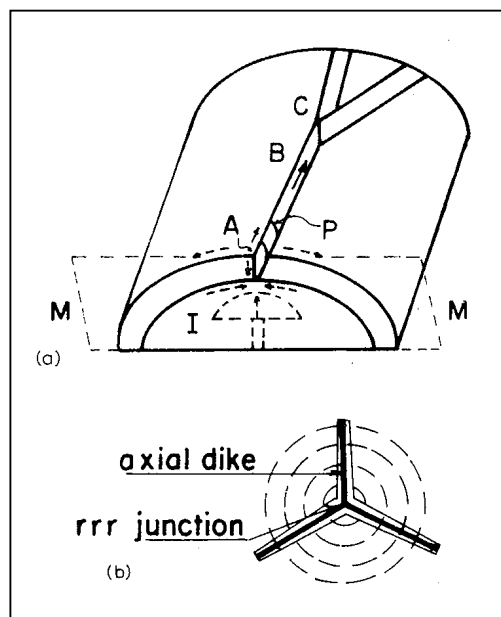
È da aggiungere che quando i rifts sono poco sviluppati le eruzioni tendono ad avvenire da vents che si irradiano in tutte le direzioni conferendo all'isola o al vulcano una forma più o meno circolare. Se i rifts sono molto attivi la geometria dell'isola o del vulcano risulterà lobata nella forma di una stella a tre punte, se l'attività è distribuita equamente lungo i tre rami, oppure sarà allungata nel caso in cui un ramo è dominante. Quindi, è necessario sottolineare che:

- plumes sotto litosfera continentale, soprattutto dove la litosfera è temporaneamente stazionaria rispetto all'astenosfera, causano sollevamenti che rompono lungo giunzioni triple;
- in genere, un ramo cessa la sua attività e gli altri due evolvono in margini di placca divergenti o trasformati;
- tracce di giunzione tripla sono riconoscibili anche dopo cicli di apertura oceanica o di collisione continentale pertanto, il loro studio è utile nella ricostruzione di storie orogeniche;
- rifts giovani possono riattivare vecchi rifts oppure formarsi lungo suture, dove si sono chiusi vecchi oceani, in quanto zone di debolezza crostale (Burke – Dewey, 1973).

Come detto in precedenza, la risalita di un'intrusione magmatica genera una giunzione tripla con rami disposti esattamente a  $120^\circ$  l'uno dall'altro, ma è necessario specificare che questo si realizza in presenza di un modello di crosta sferico (Fig. 1.11b). Diversa è la situazione nel caso di un modello di crosta cilindrico, quindi con una dimensione più sviluppata rispetto alle altre: in questo caso (fig. 1.11a), il materiale in risalita innesca una frattura che, in una prima fase, segue l'asse di curvatura della piastra lungo cui lo stress tensile in superficie è maggiore e, in seguito, si biforca. Il risultato è che si formano comunque tre rami ma non disposti esattamente a  $120^\circ$  l'uno dall'altro e non aventi tutti la stessa lunghezza, uno di essi sarà più lungo.

Più precisamente, un'intrusione magmatica (*I* in figura 1.11a) genera un campo di stress tale che la frattura si propaga, dalla superficie verso il basso, radialmente attraverso l'intero spessore della crosta; quando quest'ultimo è completamente fratturato, si innesca una propagazione aggiuntiva della frattura che ha la caratteristica di essere solo laterale (*B* in figura 1.11a).

Nel momento in cui la velocità delle fratture o l'intensità dello stress all'estremità della frattura supera un certo livello critico ( $C$  in figura 1.11a), essa si biforca perché l'energia accumulata alla sua estremità è tale da poter essere consumata solo da una biforcazione. Quest'ultima risulta essere un'importante modalità di fratturazione rapida della crosta e la sua propagazione o il suo arresto, come per una frattura semplice, dipenderanno da ostacoli locali o da variazioni del campo di stress (Bahat, 1979).

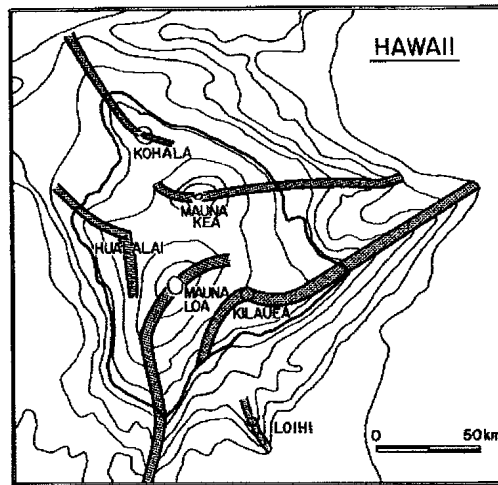


**Fig. 1.11** – Modello di frattura per una piastra fragile cilindrica “a” e sferica “b” (Bahat, 1979).

Esempi di giunzioni triple sono le Hawaii, le Canarie e l'Islanda.

Le isole Hawaii costituiscono la catena di vulcani più conosciuta la cui origine è legata alla presenza di un punto caldo: la placca del Pacifico si muove verso NW su di un plume mantellico relativamente stazionario, pertanto una catena di isole vulcaniche e di seamounts compare sulla litosfera seguendo la scia del plume e tracciando la direzione di migrazione della placca. Man mano che la placca migra si forma un'isola costituita da più vulcani che appaiono disposti lungo tre rami in una tipica giunzione tripla. Il vulcano più attivo sarà localizzato sull'isola più a Sud – Est sopra il plume: attualmente, è il Kilauea disposto sull'isola di Hawaii (Wyss, 1980). Su quest'ultima (fig. 1.12), contenente cinque vulcani maggiori, e sulle altre isole hawaiane, i rifts formano modelli radiali rispetto alla sommità dei vulcani con

tre direzioni principali (Fiske – Jackson, 1972). L'esempio più chiaro di un sistema a tre rami perfettamente simmetrico è dato dai rifts di Haleakala sull'isola Maui.



**Fig. 1.12** – Mappa dell'isola di Hawaii dove è evidente il modello a tre rami delle zone di rifts (Wyss, 1980).

Sembra che la catena di isole riesca a controllare le direzioni di sviluppo dei tre rami, visto che per diversi milioni di anni l'orientazione della giunzione è rimasta la stessa: è possibile che un nuovo vulcano si formi per iniezione di magma dentro una crosta appartenente al campo di stress radiale di un vulcano già esistente, ma risulta più spostato verso SE per la migrazione della placca Pacifica. In questo modo, il rift iniziale si svilupperà, approssimativamente, nella direzione della catena di isole. Man mano che cresce, essendo il fuoco principale dell'hotspot, il vulcano crea il suo campo di stress radiale e cambia da un vulcano associato ad una frattura ad uno collegato ad una giunzione tripla.

Quindi, i rifts si sviluppano orientandosi in accordo al campo di stress locale ed, in seguito, costruiscono, con eruzioni fissurali, la topografia a ridge che si ritrova lungo essi.

È da aggiungere che i rifts hawaiani mostrano curvature e direzioni che deviano dall'andamento ideale di una giunzione tripla generata da plume: le deviazioni sono una conseguenza di perturbazioni locali generate, in prevalenza, dalla vicinanza e dal sostegno di vulcani più vecchi.

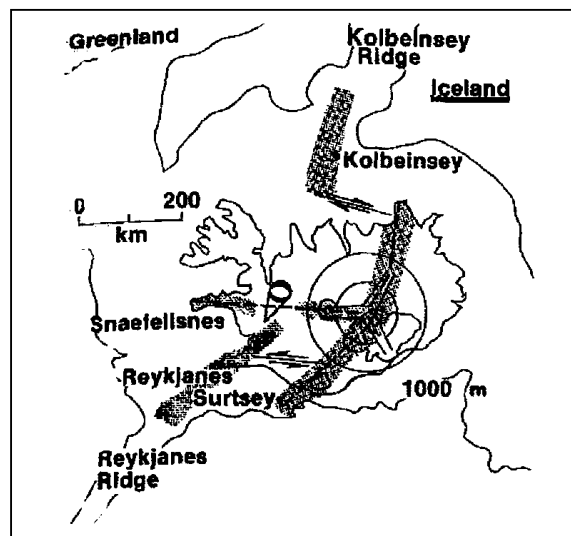
Come per le Hawaii anche per l'Islanda si individua un pattern di rifts a tre rami (fig. 1.13), ma almeno tre differenze devono essere prese in considerazione (Wyss, 1980):

- 1) l'Islanda è un importante hotspot localizzato su di un ridge in espansione;
- 2) l'hotspot islandese è molto più grande di quello hawaiano;
- 3) in Islanda almeno un ramo della giunzione è fortemente deviato, nella sua direzione, dal campo di stress regionale.

I banchi poco profondi che collegano l'Islanda con la Groenlandia e con l'Europa sono considerati come le tracce lasciate dall'hotspot sulle rispettive placche.

In figura 1.13 si individuano il centro dell'hotspot islandese ed i tre rami, costituenti una giunzione tripla, coincidenti con la zona vulcanica EW e con le parti settentrionale e meridionale della zona vulcanica orientale.

Quest'ultima parte, che costituirebbe il terzo ramo e che termina al Surtsey, ha una direzione che non si accorda con quella attesa: il campo di stress non è radiale intorno al centro dell'hotspot ma si orienta assumendo la direzione del ridge atlantico in espansione a N ed a S dell'Islanda.



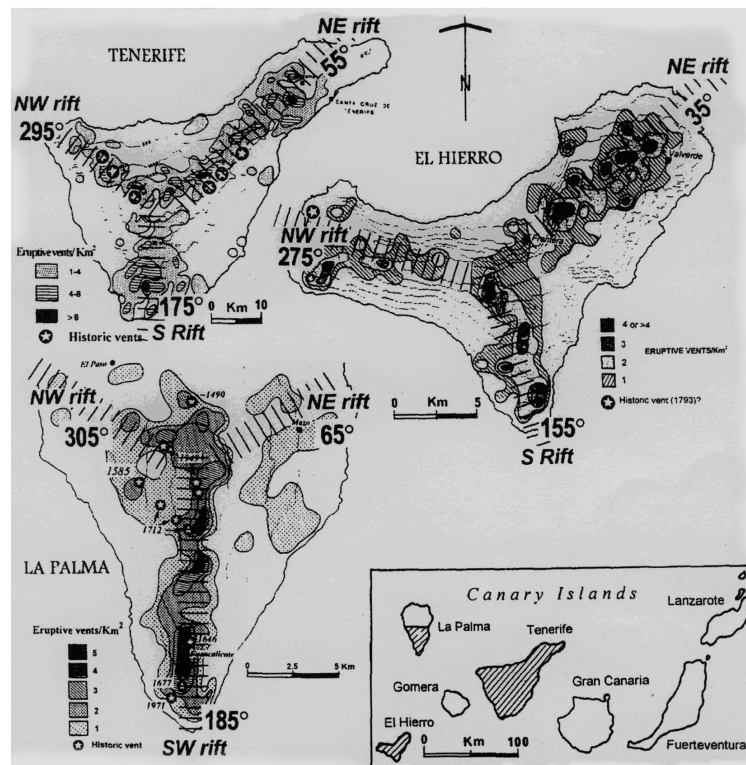
**Fig. 1.13** – Modello di giunzione tripla per l'Islanda (Wyss, 1980).

Ciò indica che il campo di stress regionale associato al ridge Medio – Atlantico domina su quello generato dal plume e che il campo di stress distensivo associato all'espansione dei ridge oceanici è ancora intenso nelle placche ad una distanza di circa 200 km dai centri di espansione.

Mentre le forze che generano i campi di stress possono essere differenti per hotspot che agiscono ai limiti di placca da quelli agenti in condizioni di intraplacca,

è interessante puntualizzare che, invece, i modelli di rifting in Islanda e nelle Hawaii sono simili l'uno all'altro e ricordano la giunzione tripla associata alla risalita di un plume (Wyss, 1980).

Le isole Canarie sono un'ulteriore esempio di giunzione tripla associata ad un plume in risalita, specificando, però, che questo carattere non riguarda tutte le isole ma solo quelle occidentali ed, in prevalenza, Tenerife, La Palma ed El Hierro (fig. 1.14), su cui il raggruppamento dei centri eruttivi è conforme a strutture di rifts a tre rami.



**Fig. 1.14** – Concentrazione di centri eruttivi recenti sulle isole Tenerife, La Palma ed El Hierro, il cui raggruppamento è coerente con una struttura di rifts a tre rami (Carracedo, 1996).

La presenza di questo carattere solo nella parte occidentale dell'arcipelago, almeno per quanto riguarda il Quaternario, può essere il risultato di vincoli geologici e geofisici tra cui si annotano:

- 1) le distanze delle isole dalle coste africane, che si comportano da margine continentale passivo;
- 2) cambiamenti laterali della natura e dello spessore della crosta oceanica su cui stazionano le isole;

3) influenza differenziale sulle isole dell'hotspot e della tettonica atlantica (Carracedo,1996).

La definizione del modello di giunzione tripla per le Canarie è avvenuta in due fasi ed è partita da Tenerife:

- nella prima fase si sono interpretate le anomalie del Bouguer, ritrovate sull'isola, come il risultato di un'alta concentrazione di dicchi in tre zone disposte a circa  $120^\circ$  l'una dall'altra. Si è dedotto che la crescita di Tenerife è stata controllata da intrusioni lungo tre zone fissurali maggiori;
- nella seconda fase sono stati investigati diversi tunnel d'acqua sotterranei con lo scopo di individuare le strutture di rifts. L'investigazione ha avuto ottimi risultati in quanto sono stati osservati i tre sciami di dicchi (NW, NE e S), confermando l'interpretazione dei dati gravimetrici.

La giunzione tripla è evidente a Tenerife e ad El Hierro con i tre rami ben sviluppati ed orientati a  $120^\circ$  l'uno dall'altro, seppur con direzioni differenti in quanto ad El Hierro sono ruotati di  $20^\circ$  rispetto a Tenerife (fig. 1.14). Invece, è meno evidente a La Palma a causa di un elevato sviluppo del ramo meridionale, su cui è concentrata la maggior parte dell'attività eruttiva più recente dell'isola (fig. 1.14). È fonte di stupore il fatto che l'isola di La Gomera, situata tra Tenerife ed El Hierro, manca di attività vulcanica quaternaria e di una struttura di rift a tre rami.

Un altro carattere tipico delle isole Canarie dominate dalla giunzione tripla è la presenza di caldere o, più in generale di depressioni vulcano – tettoniche che si ritrovano perpendicolarmente ad uno dei rifts oppure annidate tra due rifts, con il terzo che agisce da vincolo.

È possibile che i rifts giochino un ruolo chiave nello sviluppo delle depressioni andando ad aggiungere uno stress distensivo all'instabilità gravitazionale associata alla crescita dell'edificio vulcanico. Un esempio è offerto dalla caldera Las Cañadas sull'isola di Tenerife (Carracedo,1996).

#### **1.4 Vulcanismo flegreo e processi di calderizzazione**

Il complesso vulcanico “Campi Flegrei” (fig. 1.15) occupa il settore centrale della Piana Campana.

Tale Piana è un graben Plio - Quaternario formatosi in risposta allo stress tensile regionale che indusse lo spreading del bacino tirrenico, il collasso del margine occidentale della catena appenninica e può aver indotto l'ascesa di masse magmatiche sotto alcune aree dello stesso bacino.

Rilievi sismici profondi, condotti nell'area napoletana, suggeriscono una risalita del top del mantello sotto i Campi Flegrei.

Il rigonfiamento mantellico, responsabile di questa struttura, può essersi verificato circa 2 Ma (l'età dei prodotti vulcanici più vecchi sepolti nella Piana Campana; Barbieri et al., 1979).

Questo può aver generato un duomo regionale, seguito da vulcanismo ed assottigliamento crostale, andando ad incrementare lo stress tensile dell'area e facilitando la formazione del graben (Luongo et al., 1991).

I Campi Flegrei risultano costituiti da due caldere e da numerosi centri monogenici.

La formazione delle due caldere è associata a due importanti eruzioni esplosive: la caldera esterna, con un diametro di circa 12 km, è relazionata all'eruzione dell'Ignimbrite Campana, la maggiore rilevata nell'area, avvenuta circa 39 ka B.P.; la caldera interna si sarebbe formata durante l'eruzione del Tufo Giallo Napoletano, avvenuta 15 ka B.P., e risulta avere dimensioni minori, con diametro stimato di circa 10 km.

Le datazioni sono state ottenute applicando il metodo  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$  (Ricci et al., 2000; De Vivo et al., 2001; Insinga, 2003; Deino et al., 2004).

L'ultimo evento eruttivo che ha interessato l'area flegrea è stata l'eruzione di M. Nuovo, del 1538, che ha costruito un cono di tufo alto circa 200 m.

Il bradisismo è la testimonianza principale della piena attività vulcanica dell'area: i due bienni 1970 – 72, 1982 – 84 sono stati caratterizzati da due importanti crisi con un sollevamento totale del suolo di circa 3.6 m.

Attualmente il fenomeno ha mostrato un'inversione di tendenza facendo registrare un prevalente abbassamento del suolo, intervallato da piccoli e brevi sollevamenti (Luongo et al., 1991).

Oltre che dal bradisismo, l'area è caratterizzata anche da manifestazioni fumaroliche ed idrotermali (Fedele et al., 2006).





**Fig. 1.15** - Immagine da satellite dei Campi Flegrei: il cerchio rosso delimita M. Nuovo e quello giallo racchiude l'area che ha subito il massimo sollevamento durante le ultime due crisi bradisismiche.

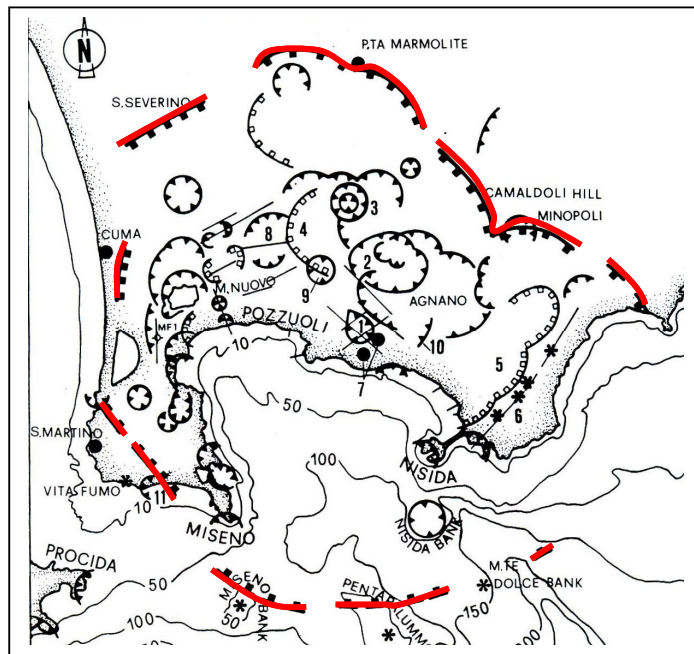
Una questione irrisolta che riguarda i Campi Flegrei è l'individuazione e la precisa definizione dei bordi calderici, sia a terra che a mare, soprattutto per la caldera esterna, detta anche dell'Ignimbrite Campana (IC). I suddetti bordi sono delineati da diversi autori e soggetti a non poche modifiche negli ultimi decenni.

Il primo ad individuare la caldera flegrea è Rittmann (1950) che la relaziona all'eruzione dell'Ignimbrite Campana.

Egli sostiene che il complesso calderico è il risultato del collasso di un vecchio stratovulcano, l'Archiflegreo, avvenuto durante la suddetta eruzione: nessuna traccia è stata trovata di tale edificio, al contrario sono stati individuati numerosi centri monogenici collegati all'attività pre - calderica (Perrotta et al., 2006).

Cole et al. (1994) parlano di un antico campo vulcanico pre - eruzione Ignimbrite Campana, più ampio di quello attuale e che ingloba l'intera città di Napoli.

Rosi e Sbrana (1987) tracciano l'orlo a mare della caldera esterna e ne modificano il limite orientale: identificano il Piperno – Breccia Museo come la facies proximale dell'Ignimbrite Campana esposta lungo l'orlo calderico e la sua assenza all'interno della città di Napoli li porta a tracciare il limite orientale della caldera ad Ovest di Napoli (area di Montesanto; fig. 1.16).



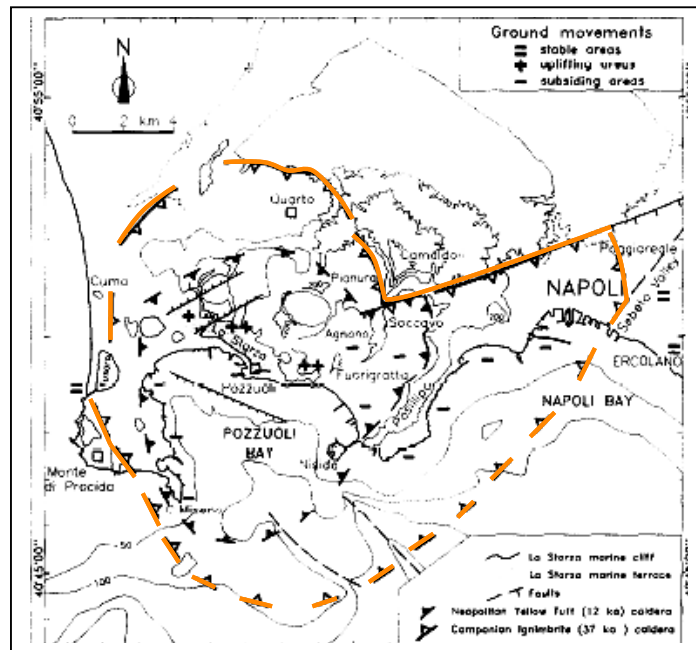
**Fig. 1.16** – Individuazione dei limiti della caldera dell'Ignimbrite Campana (modificata da Rosi – Sbrana, 1987).

Lirer et al. (1987) e Scandone et al. (1991) associano la caldera esterna ad un'eruzione molto più giovane, quella del Tufo Giallo Napoletano (15 ka B.P.).

Barberi et al. (1991), effettuando uno studio gravimetrico e magnetico dell'area, individuano tre caldere annidate: la caldera dell'Ignimbrite Campana (39 ka B.P.), con un diametro di circa 13 km; la caldera interna del Tufo Giallo Napoletano (15 ka B.P.), 11 – 12 km in diametro; una struttura circolare di collasso, con diametro di 4 – 5 km, individuata nella zona Agnano – Astroni – Solfatara ed associata all'ultima fase di attività (4 ka B.P.).

Scarpati et al. (1993) identificano l'orlo calderico interno, relativo al Tufo Giallo Napoletano, sepolto sotto i prodotti di eruzioni più giovani.

Orsi et al. (1996; fig. 1.17) ampliano il limite orientale della caldera esterna, inglobando in esso tutta la città di Napoli, e spostano più a Sud il bordo a mare della stessa caldera.



**Fig. 1.17** – Rappresentazione dei limiti della caldera interna e di quella esterna (modificata da Orsi et al., 1996).

In accordo con altri, gli autori tracciano l'orlo occidentale della caldera dell'Ignimbrite Campana facendolo passare attraverso i due alti morfologici di M. di Procida e Cuma. La parte settentrionale dell'orlo topografico è esposto a M. S. Severino e lungo le scarpate ad arco che bordano le Piane di Quarto e di Pianura. L'orlo orientale segue l'allineamento Camaldoli – Poggioreale, interpretato come una scarpata formata dalla riattivazione parziale di una faglia, associata ad un sistema regionale più vecchio, durante il collasso della caldera esterna.

La suddetta parte orientale corrisponderebbe alla transizione tra l'area vesuviana occidentale stabile e la parte orientale, in abbassamento, della città di Napoli (Orsi et al., 1996).

La rimanente parte dell'orlo calderico è sommersa e la sua porzione meridionale è marcata dall'allineamento dei vulcani Banco di Pentapalumbo e Banco di Miseno, entrambi più giovani dell'Ignimbrite Campana e distribuiti lungo il limite calderico strutturale.

La porzione sud – orientale dell'orlo calderico segue il trend strutturale NE – SW delineato, nella parte sommersa, dal Vallone Anton Dohrn, ed a terra dalla Valle

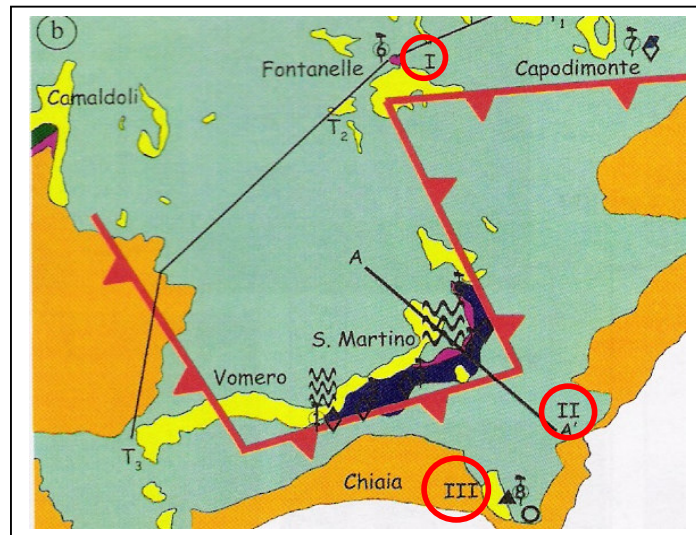
del Sebeto. La caldera dell'Ignimbrite Campana così proposta copre un'area di 230 km<sup>2</sup> (Orsi et al., 1996).

L'ultima importante modifica, in ordine temporale, riguarda il lato orientale della caldera esterna (Perrotta et al., 2006).

L'orlo in questione viene spostato 2 km a Sud rispetto al limite precedente (Orsi et al., 1996), ben dentro la città di Napoli: esso borda l'alto topografico Vomero - S. Martino e risale verso la collina di Capodimonte.

La modifica dell'orlo avviene in seguito all'analisi di tre perforazioni profonde (D'Erasmo, 1931; Società dell'Acquedotto di Napoli) localizzate nelle aree Fontanelle (sondaggio I) e Chiaia (sondaggio II e III; fig. 1.18), ed all'individuazione, all'interno della città di Napoli, dei depositi prossimali dell'Ignimbrite Campana, la Breccia Museo ed il Piperno.

La successione Piperno – Breccia Museo trovata a Napoli è la stessa di quella affiorante lungo l'orlo calderico esterno suggerendo che quest'ultimo attraversa la città partenopea (Perrotta et al., 2006; fig. 1.19).

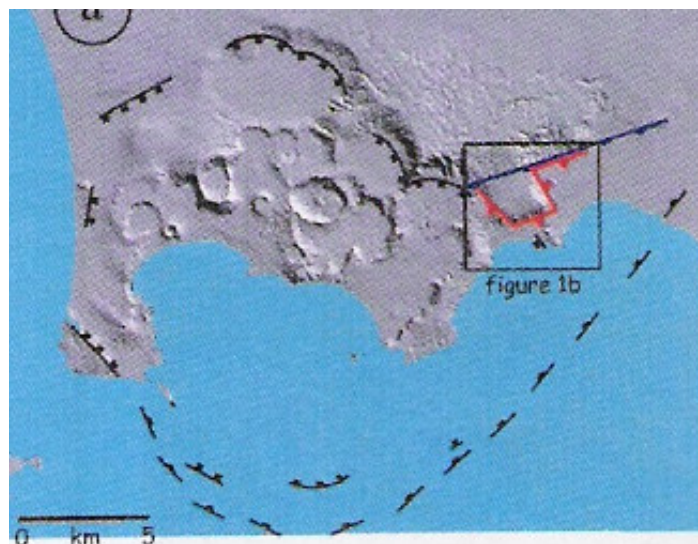


**Fig. 1.18** – Mappa mostrante la localizzazione dei sondaggi I, II e III (modificata da Perrotta et al., 2006).

I sondaggi II e III, localizzati, rispettivamente, nel palazzo reale e nella piazza attigua, furono realizzati dal re Ferdinando II nel 1859; in seguito le successioni furono esaminate e descritte da De Lorenzo (1904) e D'Erasmo (1931).

Per sapere se le scarpate meridionali dell'alto topografico Vomero – S. Martino sono controllate da faglie, gli autori hanno verificato se parte della sequenza affiorante, costituita da Tufi Antichi (TA) ed Ignimbrite Campana (IC), è dislocata nella piana sottostante.

Dall'analisi dei pozzi risulta che la IC ed i TA sono 150 m più in basso nei pozzi II e III (zona Chiaia) rispetto al pozzo I (Fontanelle) e lungo le scarpate Vomero – S. Martino. Questa differenza è di origine strutturale, come provato dall'altezza del top della successione sedimentaria, ritrovata nei sondaggi, che risulta dislocata di circa 40 m.



**Fig. 1.19** – Traccia del limite orientale della caldera dell'IC all'interno della città di Napoli (Perrotta et al., 2006).

Quindi, le scarpate che bordano i lati meridionale ed orientale della collina Vomero – S. Martino ed il lato Sud della collina di Capodimonte si sono formate durante il collasso calderico succeduto all'eruzione dell'Ignimbrite Campana; è probabile che questo collasso abbia prodotto anche un'ulteriore scarpata, ad Ovest della collina Vomero – S. Martino, attualmente sepolta dal TGN, collegando questo alto strutturale con l'affioramento Piperno – Breccia Museo dei Camaldoli.

Anche per la caldera interna, associata all'eruzione del Tufo Giallo Napoletano, ci sono interpretazioni differenti per quanto riguarda l'individuazione dei suoi limiti.



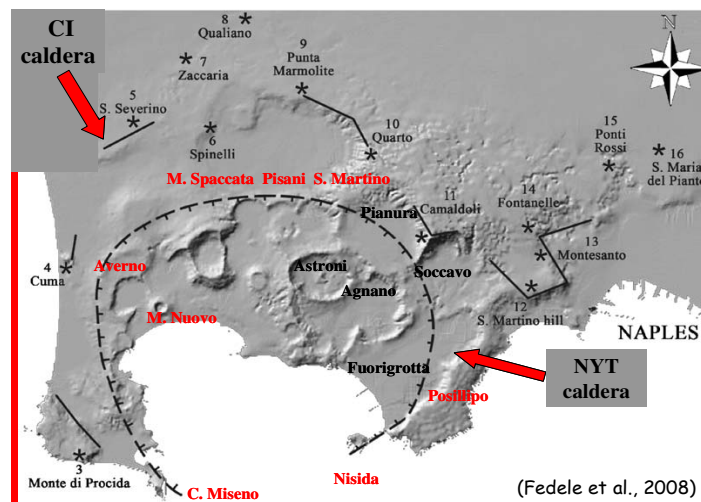
Sebbene il collasso calderico è ben supportato dalla sedimentologia e dalle caratteristiche chimiche del tufo, l'orlo calderico è poco esposto e solo il lato di NE ha un'espressione morfologica a terra (Orsi et al., 1996; fig. 1.17).

Quest'ultimo è strutturalmente complesso (fig. 1.17): la Piana di Fuorigrotta è separata dalla Piana di Soccavo da una scarpata con trend ENE – WSW, a sua volta separata dalla Piana di Pianura dal prolungamento occidentale dell'allineamento Camaldoli – Poggioreale.

La Piana di Fuorigrotta è bordata dalla scarpata della collina di Posillipo e la Piana di Pianura da quella della collina di S. Martino: le due scarpate sono interpretate come l'evoluzione morfologica delle faglie marginali calderiche.

A Nord, l'orlo segue l'allineamento Montagna Spaccata – Pisani; ad Ovest, l'allineamento di vents Averno – Capo Miseno suggerisce che il bordo calderico segue un allineamento NS, associabile ad un sistema di faglie regionali (Orsi et al., 1996; fig. 1.17). La parte meridionale e sommersa del limite calderico borda la Baia di Pozzuoli. Quest'ultima si sarebbe formata durante il collasso calderico associato all'eruzione del TGN, come dedotto dall'età del Banco di Pentapalummo (37 – 18/14 ka) e dalla sua subsidenza a Nord (Orsi et al., 1996).

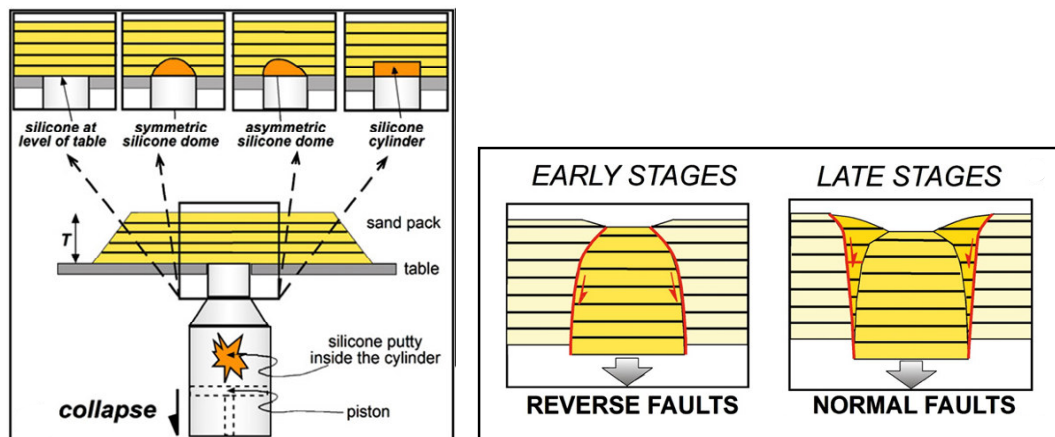
Altri autori tracciano l'orlo della caldera interna solo nella porzione a terra, evitando la delimitazione di un bordo meridionale della cui esistenza non esistono prove concrete (Fedele et al., 2008; fig. 1.20).



**Fig. 1.20** – Rappresentazione dei limiti a terra della caldera del TGN (modificata da Fedele et al., 2008).

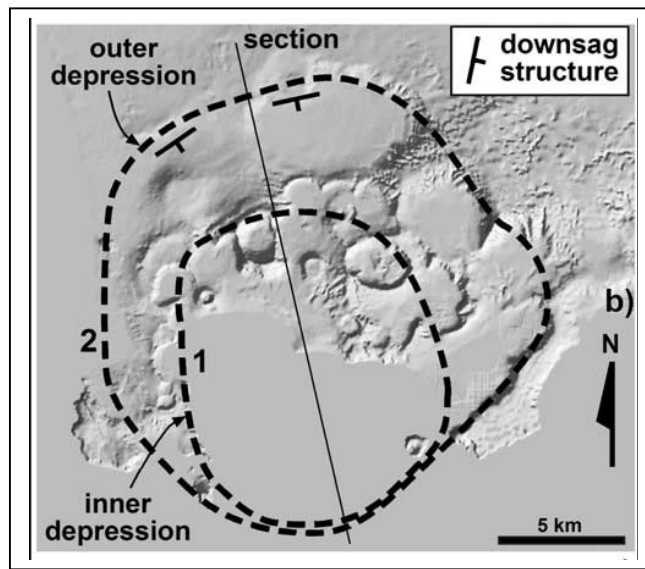
Uno degli ultimi lavori sui Campi Flegrei è quello di Acocella (2008) che esprime idee stravaganti sulla formazione delle caldere. Con l'utilizzo di dati preesistenti stratigrafici, gravimetrici e magnetici, e sfruttando un modello analogico in sabbia e silicone (Acocella, 2007; fig. 1.21), l'autore effettua una nuova ricostruzione sia della storia evolutiva dell'area che dei limiti calderici.

Le due caldere annidate dei Campi Flegrei si sarebbero formate durante lo stesso evento di collasso associato alla grande eruzione dell'Ignimbrite Campana ed, in seguito, sarebbero state entrambe riattivate durante l'eruzione del TGN. La caldera del TGN si è formata immediatamente prima rispetto a quella esterna: ciò è dimostrato dallo spessore dei depositi vulcanici e marini, maggiore nella depressione interna, e dal modello analogico (fig. 1.21), in cui si genera prima la depressione interna e poi quella esterna (Acocella, 2008). Infine, l'autore realizza un ridimensionamento dell'area occupata dalle caldere e traccia gli orli meridionali, facendoli coincidere in mare (fig. 1.22).



**Fig. 1.21** – Modello analogico con sabbia e silicone (Acocella, 2007).

La teoria di Acocella si scontra sia con i modelli evolutivi delle caldere annidate, che associano un'eruzione ad ogni struttura di collasso ed assumono che il collasso interno sia il più giovane (Cole et al., 2005), sia con le recenti delimitazioni dei bordi calderici (Perrotta et al., 2006). La stessa teoria non trova supporto nei dati presentati ed interpretati dall'autore, che in alcuni casi appaiono insufficienti ed in altri riportati in maniera errata o parziale.



**Fig. 1.22** – Limiti delle due caldere ridimensionati e coincidenti a Sud (Acocella, 2008).

### 1.5 Il problema dell'orlo meridionale della Caldera dell'Ignimbrite Campana

La prima fase della ricerca, di seguito sviluppata, ha avuto come scopo l'analisi di dati gravimetrici e sismici che contengono informazioni circa la delimitazione dell'orlo a mare della Caldera dell'Ignimbrite Campana.

Sono stati analizzati risultati provenienti da diverse ricerche senza trovare prove che dimostrassero, in modo inconfutabile, l'esistenza del suddetto bordo.

Di seguito sono riportati solo alcuni esempi dei dati analizzati: si è proceduto con la descrizione fatta dagli autori, seguita da riflessioni del tutto personali che ci hanno portato a considerare i suddetti dati come elementi insufficienti a localizzare il bordo calderico sommerso della caldera esterna.

La prima osservazione riguarda l'orlo meridionale della caldera dell'IC tracciato da Orsi et al. (1996; fig. 1.17) e riportato, senza modifiche, da Perrotta et al. (2006).

Il suddetto orlo viene tracciato in modo errato, in quanto fatto passare attraverso i due banchi sommersi di Miseno e di Pentapalumbo che sono post – calderici.

È impossibile far passare un orlo calderico attraverso due edifici che si sono formati dopo il processo di calderizzazione.

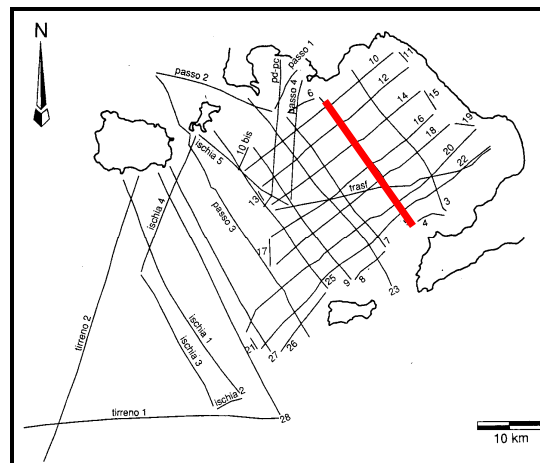


L'età dei due banchi è stata riportata dagli stessi autori e deriva da uno studio effettuato da Fusi et al. (1991) che analizzano 2000 km di linee sismiche eseguite con metodo sparker (fig. 1.23).

Durante la suddetta analisi si individuano 7 unità sismiche sedimentarie ed 8 unità sismiche vulcaniche, di cui 7 si riferiscono ad edifici vulcanici ed 1 è associata al deposito dell'Ignimbrite Campana.

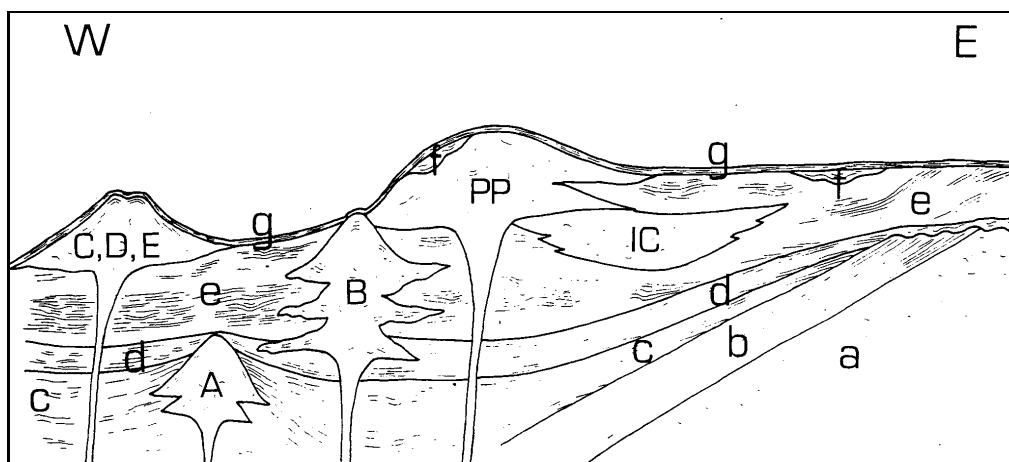
Gli edifici vulcanici ed il deposito di IC sono correlati tra loro stratigraficamente sfruttando, soprattutto, la linea sismica 1990 – 05, la cui ubicazione è tracciata in rosso in figura 1.23.

Dalla ricostruzione stratigrafica (fig. 1.24) è evidente che il Banco di Pentapalumbo (PP) giace al di sopra del deposito dell'IC ed è coperto da un'unità sedimentaria olocenica "g"; inoltre, l'unità "f", giacente al di sopra dei depositi del banco, è troncata dalla regressione wurmiana. Questi elementi fanno sì che il Banco di Pentapalumbo sia considerato più giovane di 39 ka e più vecchio di 18 – 14 ka B.P. (Fusi et al., 1991).



**Fig. 1.23** – Mappa dei profili sismici; in rosso la linea 1990 – 05 (modificata da Fusi et al., 1991).

Inoltre, in prossimità del Banco di Miseno è stato dragato un blocco di Breccia Museo, durante due campagne oceanografiche ed una campionatura di fondo realizzate nel Golfo di Pozzuoli (Pescatore et al., 1984): il ritrovamento di tale blocco pone i due banchi fuori dai bordi calderici, in quanto solo al di fuori della caldera è possibile ritrovare depositi di IC.



**Fig. 1.24** – Stratigrafia delle unità sedimentarie e vulcaniche (Fusi et al., 1991).

Barberi et al., (1991) analizzano l'evoluzione strutturale dei Campi Flegrei combinando dati gravimetrici ed aeromagnetici con evidenze geologiche e vulcanologiche.

In particolare, gli autori procedono alla costruzione di una mappa delle anomalie del Bouguer utilizzando i dati di 770 stazioni gravimetriche a terra e 500 stazioni gravimetriche a mare, con una media di 5 stazioni per km<sup>2</sup>.

La densità usata per il calcolo dell'anomalia del Bouguer è di 1.4 g cm<sup>-3</sup> per lo strato sopra il livello del mare ed è via via crescente per tufiti e lave trachitiche e latitiche subsuperficiali.

Dall'analisi della mappa risulta un minimo gravimetrico (fig. 1.25), indicato con il colore verde scuro, al centro dei Campi Flegrei, corrispondente ad un'area collassata profonda circa 1600 m ed ampia 13 km. La suddetta zona è delimitata da un settore circolare ampio 1 - 2 km, di colore verde chiaro con sprofondamento massimo di 700 – 800 m.

La zona di minimo è circondata da alti gravimetrici, indicati con i colori arancio e rosso, che sono individuati come vents pre – calderici, sia a terra (Miliscola, S. Martino, Camaldoli, Punta Marmolite etc.) che a mare (Banco di Miseno, Banco di Pentapalumbo), ed attraverso cui è stato fatto passare l'orlo della caldera esterna (fig. 1.26).



In realtà, l'orlo calderico tracciato risulta falsato: la densità di  $1.4 \text{ g cm}^{-3}$ , scelta per gli strati al di sopra del livello del mare, è troppo bassa. La conseguenza di tale scelta è la presenza nella mappa di alti gravimetrici errati, cioè più alti di quanto siano in realtà.

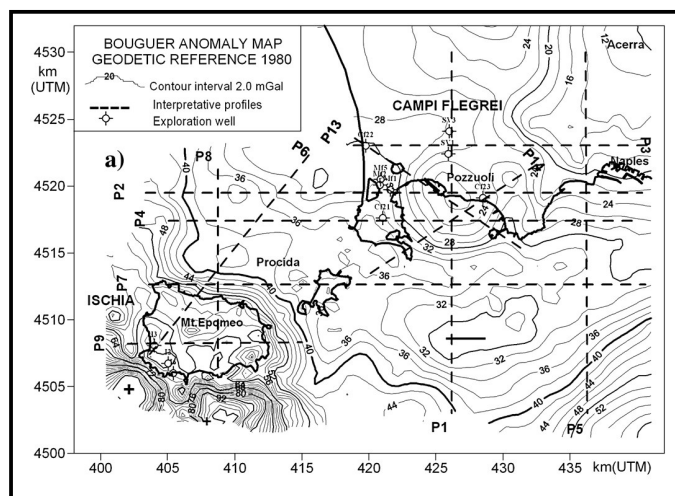
Ciò invalida l'orlo calderico tracciato, soprattutto a mare dove, tra l'altro, sono stati inglobati tra i vents pre – calderici anche i due Banchi di Miseno e di Pentapalumbo, non tenendo conto della loro reale datazione.

Inoltre, il minimo gravimetrico centrale può non essere collegato ad un'area di collasso ma, molto probabilmente, è associato ad una sorgente termica a bassa profondità.

Berrino et al. (2008) interpretano i dati derivanti da rilievi batimetrici e gravimetrici, condotti dal 1988 al 1994 nel Golfo di Napoli, riuscendo a definire gli orli delle due caldere soprattutto a mare. Anche in questo caso gli autori costruiscono una mappa dell'anomalia del Bouguer con un intervallo di 2.5 mGal e la interpretano quantitativamente lungo 14 profili.

La locazione dei profili ha lo scopo di investigare strutture tettoniche particolari, come le due caldere, e di definire la relazione tettonica tra i Campi Flegrei e le Isole di Ischia e Procida.

Dalla figura 1.27 è evidente il minimo gravimetrico centrato sui Campi Flegrei che suggerisce un'area collassata subcircolare; il campo dell'anomalia del Bouguer porta a considerare la depressione di forma ellittica con asse principale NNW – SSE (Berrino et al., 2008). Anche in questo caso non è da escludere che il minimo gravimetrico sia associato ad una sorgente termica poco profonda.



**Fig. 1.27** – Mappa dell'anomalia del Bouguer (Berrino et al., 2008).

I profili che ci interessano per gli orli calderici sono P1, P2, P3, P4 e P7, le cui tracce sono evidenti in figura 1.27.

Per gli autori il profilo P1 (fig. 1.28) mostrerebbe sia l'orlo Nord della caldera esterna, che cade a settentrione della Piana di Quarto, che l'orlo Nord della caldera del TGN ritrovato nell'area di S. Vito, in prossimità del pozzo SV3.

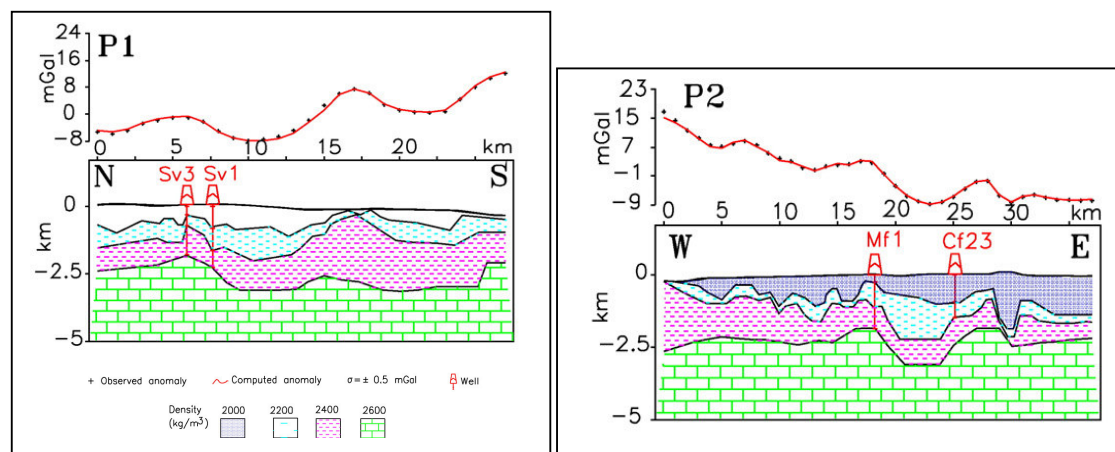
I profili P2 (fig. 1.28), P3 e P4 (fig. 1.29) evidenziano gli orli calderici occidentali ed orientali, coerenti con ipotesi strutturali precedenti.

In realtà, analizzando il profilo P1 non si vede l'orlo settentrionale della caldera dell'IC che, molto probabilmente, non rientra nel profilo; i profili P2, P3 e P4 evidenziano orli che sono stati definiti in base a dati bibliografici ritenuti ormai superati.

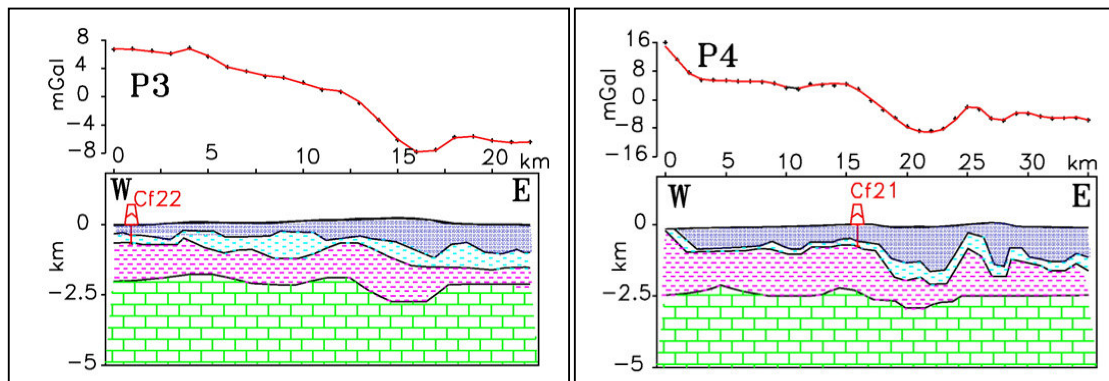
Infatti, la bibliografia citata dagli autori è precedente alla caldera del TGN e non tiene conto delle modifiche apportate all'orlo orientale della caldera dell'IC nell'ultimo decennio (Orsi et al., 1996; Perrotta et al., 2006).

Il profilo P7 (fig. 1.30), orientato EW (fig. 1.27), teoricamente dovrebbe attraversare l'orlo a mare della caldera dell'Ignimbrite Campana, ma dall'analisi del profilo non c'è evidenza di tale orlo.

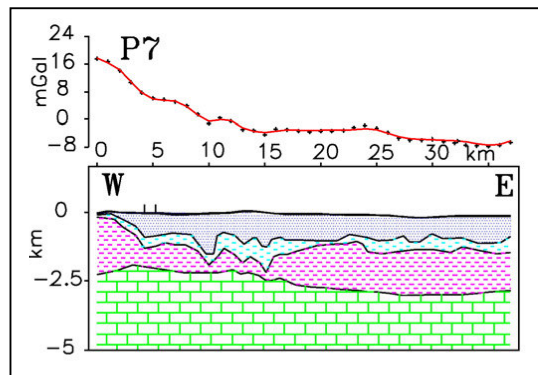
C'è da aggiungere che tutte le interpretazioni dei profili gravimetrici fatti a mare non sono supportati da dati di pozzi pertanto, non essendo vincolati, non hanno alcun significato.



**Fig. 1.28** - Modello interpretativo lungo i profili P1 e P2 (Berrino et al., 2008).



**Fig. 1.29** - Modello interpretativo lungo i profili P3 e P4 (Berrino et al., 2008).

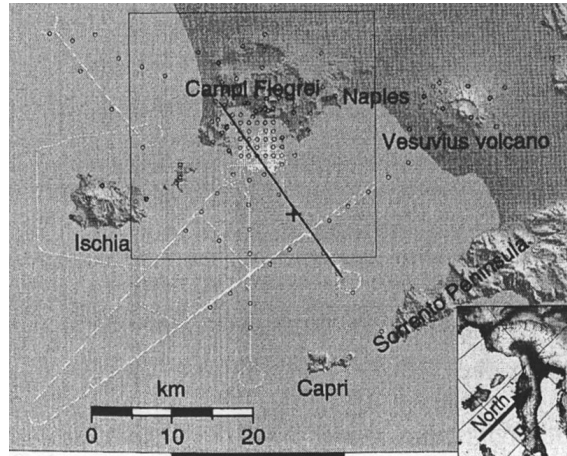


**Fig. 1.30** - Modello interpretativo lungo il profilo P7 (Berrino et al., 2008).

Nel settembre del 2001 un rilievo sismico attivo, conosciuto con il nome di esperimento Serapis, è stato realizzato nei Golfi di Napoli e di Pozzuoli permettendo di ottenere un'immagine 3D della struttura calderica poco profonda, da un'inversione tomografica di 77000 tempi di arrivo delle onde P.

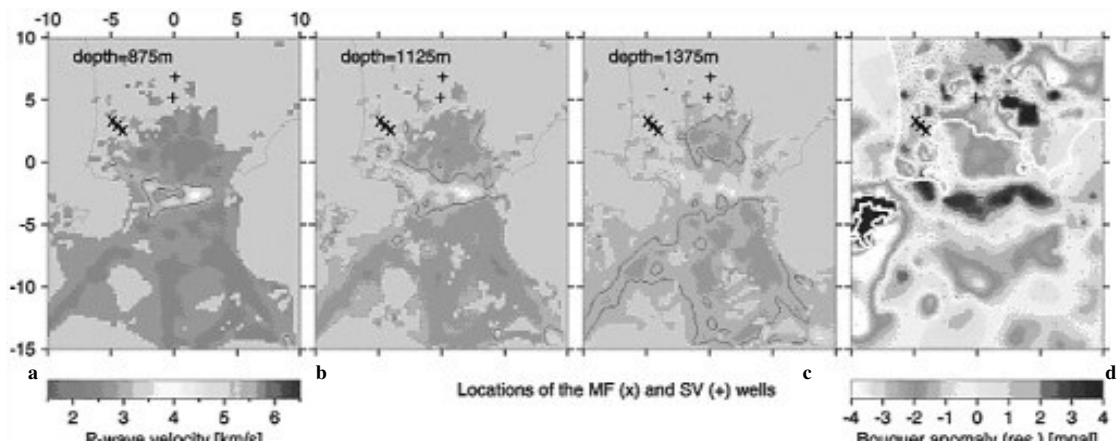
Il volume dell'investigazione copre un'area di  $30 \times 30 \text{ km}^2$  intorno alla Baia di Pozzuoli e si estende ad una profondità di 5 km.

Il percorso seguito dalla nave è indicato in bianco in figura 1.31.



**Fig. 1.31** - Mappa dell'area investigata durante il progetto Serapis (Zollo et al., 2003).

Dall'interpretazione delle immagini tomografiche (fig. 1.32 a, b, c) si individua l'orlo calderico a mare a circa 800 – 2000 m di profondità, definito come un corpo arcuato ad alta velocità delle onde P ( $v_p = 3.5 - 4$  km/s) ed alta densità, con un diametro di 8 – 12 km ed un'altezza di 1 – 2 km e, in accordo con dati di pozzi e con le velocità delle onde P, costituito da lave solidificate e da tufi con lave interstratificate (Zollo et al., 2003).



**Fig. 1.32** - Immagini tomografiche della caldera flegrea a diverse profondità (a, b, c); mappa dell'anomalia gravimetrica del Bouguer (d) (Zollo et al., 2003).

Gli autori effettuano anche una rielaborazione di dati gravimetrici a mare condotti in precedenza (Berrino et al., 1998) ottenendo una mappa dell'anomalia del Bouguer (fig. 1.32 d) mostrante un'anomalia positiva e circolare che delimita la caldera interna.

La forma di questa anomalia gravimetrica positiva combacia con l'anomalia di alta velocità delle onde P dedotta dalla tomografia sismica 3D: entrambe rappresentano l'orlo calderico sepolto (Zollo et al., 2003).

In realtà, l'esistenza delle due anomalie può coincidere con la presenza di vents sottomarini disposti ad arco nella parte meridionale della Baia di Pozzuoli ma non essendoci dati di pozzi non è possibile definire l'età dei suddetti edifici e, di conseguenza, non si ha la sicurezza che rappresentino parte dell'orlo calderico a mare.

Potrebbe trattarsi di vents post – calderici, come i due Banchi di Miseno e di Pentapalummo e, in questo caso, sarebbe impossibile far passare attraverso di essi l'orlo a mare della caldera flegrea.

Dalla combinazione dei dati acquisiti durante l'esperimento Serapis (2001) con quelli derivanti dall'esperimento Tomoves (1997), Judenherc e Zollo (2004) ottengono una tomografia sismica delle Baie di Napoli e di Pozzuoli.

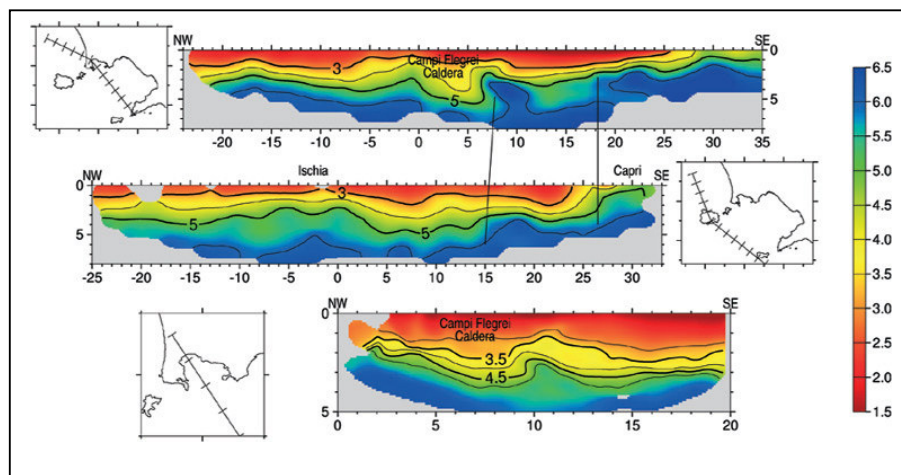
Nel modello le velocità superiori ai 5 – 5.5 km/s sono supposte rappresentare il basamento carbonatico Mesozoico.

Anche in questo caso, nell'area flegrea si individua un oggetto ad alta velocità a forma di anello negli strati 1 - 2 km e 2 – 3 km. Al di sotto di essi, nello strato 3 – 4 km, l'alta velocità scompare e la Baia di Pozzuoli rimane caratterizzata da velocità basse.

Gli autori associano l'anello ad alta velocità alla Caldera Flegrea; l'orlo a mare è ben visibile tra Capo Miseno e Nisida, dove si ritrova a 750 – 1000 m sotto il livello del mare. L'anomalia ad anello ad alta velocità si estende fino a 2 km in profondità; tra i 2.5 ed i 3 km si ha un incremento della velocità probabilmente associato alla comparsa di uno strato carbonatico.

Gli autori propongono un modello, nel piano, delle velocità delle onde P (fig. 1.33) riassuntivo della tomografia sismica ad alta risoluzione in cui individuano un unico orlo sepolto a mare probabilmente coincidente con due collassi, associati all'eruzione dell'IC e del TGN e non trovano evidenza di caldere annidate.





**Fig. 1.33** – Rappresentazione nel piano del modello di velocità delle onde P (Judenherc – Zollo, 2004).

Dall'analisi delle sezioni è evidente un piccolo collasso con diametro di circa 7 km localizzato all'interno della Baia di Pozzuoli: le dimensioni ridotte del collasso lo rendono incorrelabile con le due caldere; inoltre, non è presente nessuna altra struttura associabile ad un orlo a mare della caldera esterna. Un ulteriore problema è che, come al solito, le interpretazioni non sono supportate da dati provenienti da pozzi realizzati nelle vicinanze dei supposti bordi.

Un altro tipo di studio (scattering image) è stato realizzato da Tramelli et al. (2006) utilizzando dati di terremoti avvenuti durante l'ultima crisi bradisismica ed investigando un volume di terreno pari a  $20 \times 20 \times 6$  km.

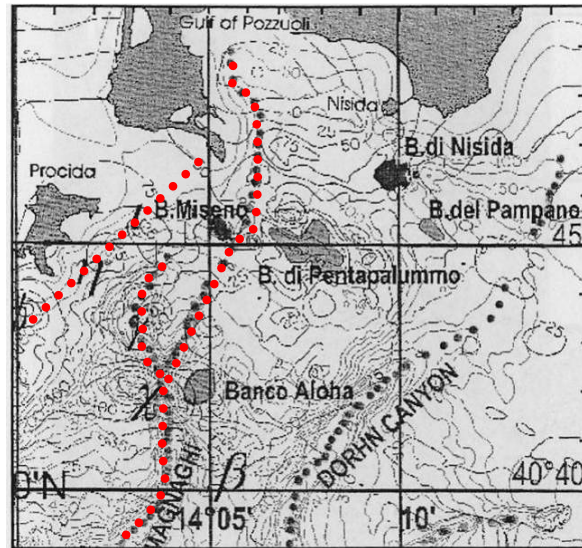
Il metodo si basa sul rilevare i contrasti di velocità delle onde P ed ha dato buoni risultati a terra, dove alcuni dati ottenuti coincidono con l'orlo calderico interno dedotto da osservazioni geologiche, ma non è stato efficace a mare dove i dati si sono rivelati insufficienti per delimitare il bordo della caldera interna.

## 1.6 Esiste un orlo calderico a mare?

Alcuni autori hanno ipotizzato l'assenza del bordo a mare della caldera dell'Ignimbrite Campana.

Mirabile et al. (2000) interpretano rilievi sismici ad alta risoluzione, condotti nell'area di Pozzuoli dall'Istituto Oceanografico e dall'Istituto Universitario Navale, dopo le ultime due crisi bradisismiche, associando ad essi mappe magnetiche e

gravimetriche. Si individuano diversi vulcani sottomarini, indicati con le lettere dell'alfabeto greco, e si ipotizza lo sviluppo dell'attività vulcanica lungo faglie crostali (tracciate in rosso in figura 1.34).



**Fig. 1.34** – Distribuzione di vulcani sottomarini e di fratture individuati con rilievi di sismica a riflessione (modificata da Mirabile et al., 2000).

Il vulcanismo sottomarino dell'area flegrea prende origine dal prolungamento del Canyon Magnaghi. Quest'ultimo, in prossimità del banco carbonatico di Aloha, si biforca: il ramo occidentale ospita i vulcani sottomarini  $\gamma$  e  $\chi$  (fig. 1.34) e scompare, più a Nord, nel canale di Procida, sepolto da sedimenti vulcanici più giovani; il braccio orientale accoglie il Banco di Miseno e continua nel Golfo di Pozzuoli originando un'importante sorgente di prodotti vulcanici (fig. 1.34). Un'altra importante faglia sembra esistere tra Capo Miseno e Banco di Miseno, lungo cui si allineerebbero i vulcani sottomarini  $\eta$ ,  $\tau$  e  $\Phi$ .

Gli autori concludono il lavoro affermando che non c'è alcuna evidenza di una eventuale caldera e che tutto il vulcanismo flegreo può essersi sviluppato dalla presenza di faglie crostali individuate e mappate grazie ai profili sismici (Mirabile et al., 2000).

Anche i risultati di altri studi (Bellucci et al., 2006) stratigrafici e tettonici, realizzati prevalentemente nella città di Napoli, fanno sorgere il dubbio sull'esistenza della

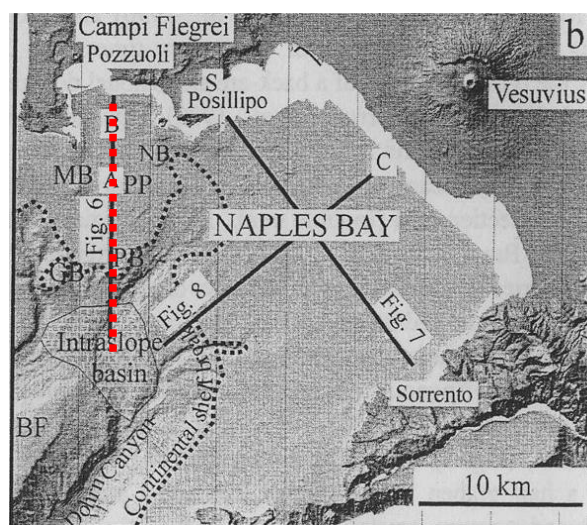
caldera flegrea. Per gli autori, tutte le eruzioni ignimbriche avvenute nell'area napoletana, compresa quella più intensa dell'Ignimbrite Campana, possono essere spiegate usando un modello di emissione fissurale associato a sistemi di faglie distensive. Due faglie normali con trend NW – SE (una localizzata sulla costa e l'altra sotto il Vesuvio) sono state individuate in prossimità della costa vesuviana; è probabile che esse furono attive durante tutte le eruzioni ignimbriche e controllarono la locazione dei vents (Bellucci et al., 2006).

Milia et al. (2006), allo scopo di ricostruire la subsidenza, a cui è stata sottoposta la Baia di Napoli nel Quaternario Inferiore, e la sua relazione con il vulcanismo, effettuano una ricostruzione stratigrafica utilizzando tre profili di sismica a riflessione realizzati nel Golfo di Napoli e di Pozzuoli.

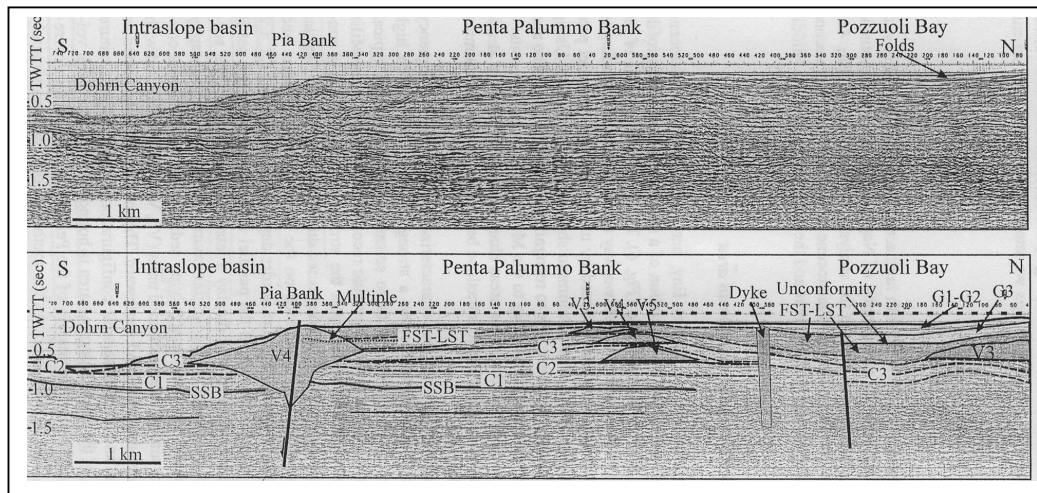
Il profilo su cui ci siamo soffermati (segnato in rosso in figura 1.35) si estende dalla Baia di Pozzuoli, a Nord, al Canyon Anton Dohrn, nella porzione meridionale.

Per gli autori, il profilo mostra (fig. 1.36) un'architettura stratigrafica complessa data dall'interposizione di unità clastiche e vulcaniche; si individuano i Banchi di Pia e di Pentapalumbo ed un dicco all'interno della Baia di Pozzuoli.

In realtà, osservando la sezione sismica si nota una stratificazione molto tranquilla, quasi da piana abissale, dove non c'è traccia dei bordi a mare né della caldera dell'IC né di quella del TGN anche se il profilo sismico, da come localizzato su mappa (fig. 1.35), avrebbe dovuto attraversare entrambe le strutture.

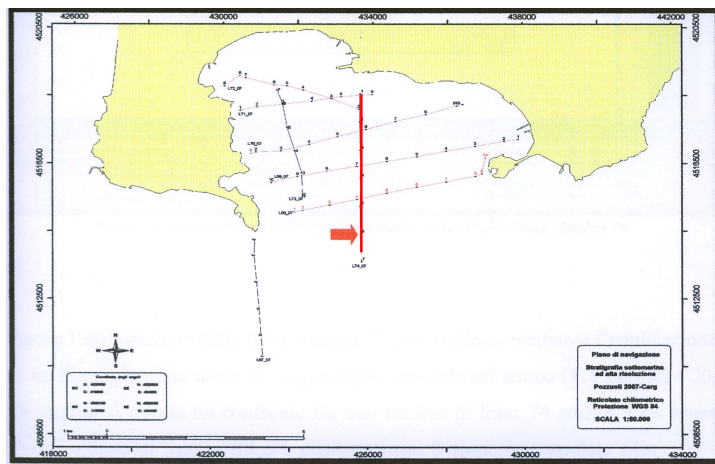


**Fig. 1.35** – Localizzazione dei profili di sismica a riflessione (modificata da Milia et al., 2006).



**Fig. 1.36** – Profilo sismico ed interpretazione stratigrafica (Milia et al., 2006).

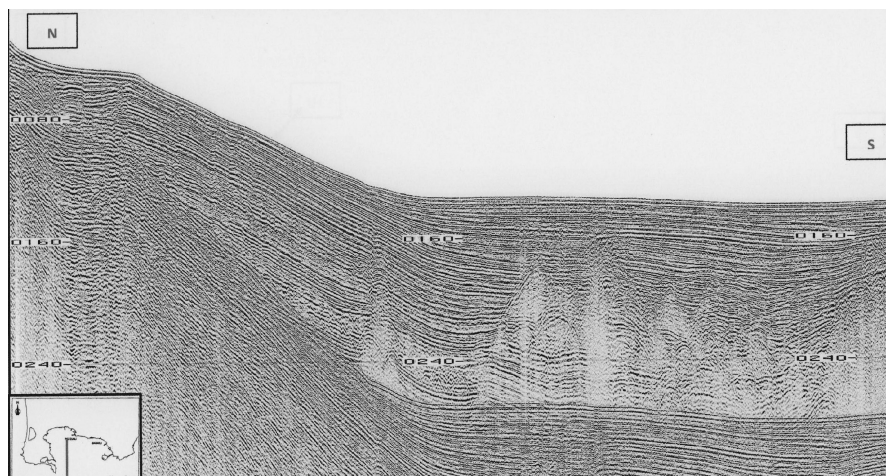
Dati recenti derivano dall'elaborazione di linee sismiche realizzate durante il progetto CAR.g. Quest'ultimo nasce, nel 1988, con lo scopo di aggiornare la cartografia esistente del territorio nazionale e di realizzare nuove carte per zone che non dispongono di una cartografia geologica ufficiale, tra queste vi sono le aree marine di pertinenza del territorio nazionale che rientrano nel taglio dei fogli in scala 1 : 50000. Nel Golfo di Pozzuoli sono stati acquisiti dati con sismica a riflessione monocanale durante una campagna oceanografica. Il piano di navigazione è riportato in fig. 1.37: tra le diverse linee sismiche quella interessante ai fini dell'individuazione dei bordi calderici è la linea 74 (fig. 1.38; Iorio – Luongo – Giordano, 2009).



**Fig. 1.37** – Piano di navigazione della campagna oceanografica nel Golfo di Pozzuoli (modificata da Iorio – Luongo – Giordano, 2009).

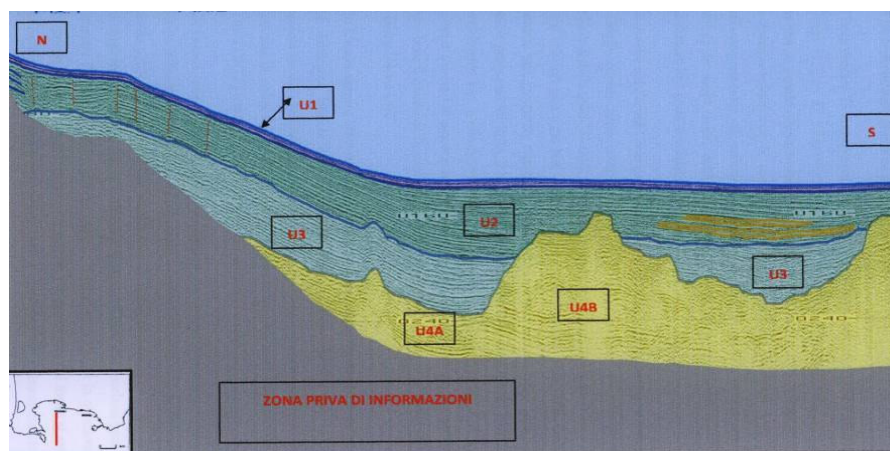


La linea sismica 74 (indicata in rosso in figura 1.37) è orientata NS nel Golfo di Pozzuoli e presenta una lunghezza di 5000 m; dall'interpretazione (fig. 1.39) si ottengono quattro unità sismiche (U1, U2, U3 ed U4) che corrisponderebbero, geologicamente, a sabbie e silt (U1), a piroclastiti stratificate, molto compatte (U2) o compatte (U3), ed a piroclastiti alterate (U4).



**Fig. 1.38** – Linea sismica 74 non interpretata (Iorio – Luongo - Giordano, 2009).

L'unità U4, suddivisa in U4A e U4B in funzione del livello di stratificazione, è stata associata al TGN (fig. 1.39).



**Fig. 1.39** – Linea sismica 74 interpretata (Iorio – Luongo - Giordano, 2009).

La linea sismica termina al di fuori del Golfo di Pozzuoli, pertanto dovrebbe attraversare almeno il bordo della caldera del TGN, collocato da diversi autori al limite del suddetto golfo (Orsi et al., 1996), o addirittura i bordi di entrambe le caldere se si considerano valide le conclusioni di alcuni autori (Zollo, 2004; Acocella, 2008) che fanno coincidere i bordi meridionali delle due caldere e li localizzano sempre al limite della Baia di Pozzuoli.

Osservando sia la sezione non interpretata che quella dotata di interpretazione non si ritrovano strutture associabili a nessun bordo calderico.

Indipendentemente dalla condivisione o meno dei risultati, i suddetti lavori sono presentati esclusivamente come esempio per dimostrare che diversi dubbi sono stati avanzati circa l'esistenza del bordo a mare della caldera dell'Ignimbrite Campana o circa l'esistenza della caldera stessa.

Riflettendo sulla caldera esterna si deduce che, fino ad oggi, è stato possibile ricostruire solo il suo orlo a terra.

A questo punto ci si chiede: "cosa indicherebbe la mancanza di un orlo calderico a mare? La risposta più ovvia è che in assenza di un orlo a mare bisogna trovare un nuovo meccanismo di eruzione dell'Ignimbrite Campana: se viene modificato l'effetto (orlo calderico) è necessario rivedere la causa.

In tale ottica e con lo scopo di trovare un nuovo meccanismo di eruzione dell'Ignimbrite Campana che giustifichi la struttura osservata, si è proceduto alla costruzione di modelli analogici utilizzando come mezzo analogo alla crosta la gelatina di origine animale.

## **Capitolo II**

### **MODELLI ANALOGICI: STRUMENTI E METODOLOGIE**

I modelli analogici in gelatina sono stati realizzati nel laboratorio di geotecnica, presso il dipartimento di Scienze della Terra dell'Università di Napoli "Federico II". Si è proceduto con la misura di alcuni moduli elastici, della materia prima utilizzata, con lo scopo di classificarne il comportamento, soprattutto in funzione della sua temperatura e di parametri esterni quali temperatura ed umidità relativa, e di pianificarne l'utilizzo.

La gelatina è un materiale estremamente versatile, da qui la necessità di definire dei vincoli, relativi a concentrazione, tempo di riposo in frigorifero e tempo limite di esposizione alle condizioni ambientali, che la rendano adeguata alle nostre esigenze di utilizzo.

Di seguito sono riportate informazioni circa la strumentazione necessaria e la procedura utilizzata per il calcolo dei suddetti parametri reologici, nonché i risultati ottenuti.

#### **2.1 Materiali e strumenti**

I materiali e gli strumenti che si sono resi necessari per la realizzazione del modello analogico e per l'analisi di alcuni moduli elastici della materia prima utilizzata sono elencati di seguito:

- gelatina pigskin 200 bloom;
- box in plexiglass (290 × 300 × 520 mm);
- truschino modello MITUTOYO Sr 514 – 102 con punta tracciatrice modello MITUTOYO Sr 900 – 764;
- comparatore digitale modello BORLETTI CDES 25;
- box in vetro (260 × 210 × 80 mm);
- pesi cilindrici in duralluminio;
- termometro digitale a sonda.

La gelatina, fornita dalla ditta ITALGELATINE S.p.A. (CN), si presenta in granuli di 16 mesh (fig. 2.1) e le sue caratteristiche sono riportate nella scheda tecnica rilasciata dalla stessa azienda (fig. 2.2).



**Fig. 2.1** – Gelatina in granuli.

Santa Vittoria d'Alba, 13/03/2008	
<b><u>CERTIFICATO DI ANALISI</u></b>	
<b><u>GELATINA ALIMENTARE 200 BLOOM - Kg 25 - Lot N° 70310</u></b>	
<b>Gelatina destinata al consumo umano</b>	
<b>Data di produzione: 06/04/2007 - da consumarsi preferibilmente entro il: 30/04/2012</b>	
<b>Parametro</b>	<b>Valore</b>
Origine	Pigskin
Granulometria	16 Mesh
Valore Bloom (AOAC)	206 Bloom
Viscosità	3,03 mPa.s
pH	5,4
Limpidezza	22 NTU
SO <sub>2</sub>	15 ppm
Perossidi	0 ppm
Umidità	9,82 %
Ceneri	0,12 %
As	< 0,2 ppm
Hg	< 0,15 ppm
Pb	< 2 ppm
Cd	< 0,1 ppm
Cr	< 3ppm
Fe	< 30 ppm
Zn	< 5 ppm
Cu	< 5 ppm
Carica Totale30°C	<100 ufc/g
E. Coli	ufc/10g
Clostridium Solfito Riduttore	0 ufc/g
Salmonella	0 ufc/25g
Controllo Qualità	
<b>ITALGELATINE S.p.A.</b>	
Paolo BARALE	
Controllo Qualità	
<i>Paolo Barale</i>	

**Fig. 2.2** - Scheda tecnica rilasciata dalla ditta ITALGELATINE S.p.A.



## 2.2 Calcolo del modulo di Young

Per il calcolo del modulo di Young ( $E$ ) sono state preparate tre soluzioni di gelatina ( $vol. = 3 \text{ dm}^3$ ), con concentrazioni all'1%, al 2% ed al 3%.

Ogni soluzione è stata riscaldata, fino alla completa dissoluzione, ripulita dalla schiuma formatasi in superficie (fig. 2.3), versata in un box di vetro e posta in frigorifero alla temperatura di  $+7^\circ\text{C}$ .

Le quantità, espresse in grammi, di solvente (acqua distillata) e soluto (gelatina), le temperature di dissoluzione ( $T_d$ ) ed i tempi di dissoluzione ( $t_d$ ) sono riportati, per ciascuna soluzione, in tabella 2.1.



Fig. 2.3 – Operazione di schiumatura.

Concentrazione (%)	Soluto (g)	Solvente (g)	$T_d$ ( $^\circ\text{C}$ )	$t_d$ (s)
1	30	2970	37.7	480
2	60	2940	38.4	540
3	90	2910	39.2	570

**TABELLA 2.1**

% = percentuale in peso;

$T_d$  = temperatura di dissoluzione;

$t_d$  = tempo di dissoluzione;

**Condizioni ambientali:** umidità relativa 74%; temperatura  $22.5^\circ\text{C}$ .

Le tre soluzioni di gelatina hanno differenti valori del modulo di Young che si è deciso di ricavare utilizzando un metodo sperimentale, descritto da Menand e Tait (2002). Tale metodo inizia con misure di laboratorio e trova compimento nella relazione che segue (Timoshenko e Goodier, 1970):

$$E = \frac{m_p g (1 - \nu^2)}{2a_p w}$$

dove  $m_p$  = massa agente sulla superficie della gelatina;

$g$  = accelerazione di gravità ( $9.8 \text{ ms}^{-2}$ );

$\nu$  = coefficiente di Poisson;

$a_p$  = raggio del cilindro in duralluminio;

$w$  = deflessione.

Per il calcolo della deflessione ( $w$ ) si è proceduto poggiando sulla gelatina consolidata cilindri di duralluminio.

La deformazione è valutata con il truschino oppure con il comparatore digitale ed è provocata dal peso del cilindro, quando si utilizza il truschino, e dalla somma del peso del cilindro e della forza di misura del comparatore, nel caso si utilizzi il comparatore.

Per il coefficiente di Poisson è stato utilizzato il valore di 0.5 ricavato da dati bibliografici (Takada, 1990; Menand e Tait, 2002; Rivalta et al., 2005; Kavanagh, 2006): si tratta di un valore fittizio, scelto per semplificare i calcoli; il valore reale della gelatina risulta essere inferiore anche se prossimo a 0.5.

I cilindri di duralluminio ( $\rho = 2740 \text{ gcm}^{-3}$ ) hanno dimensioni (tabella 2.2) pari a circa 1/10 di quelle del box in vetro utilizzato, in modo da simulare le condizioni di un mezzo semi infinito.

Numero	Peso (g)	Diametro (mm)	Spessore (mm)
1	4.11	30	2.34
2	4.12	30	2.24
3	9.69	30	5.20
4	9.74	30	5.26
5	19.31	30	10.22
6	19.34	30	10.28
7	7.34	39.9	2.16
8	7.63	39.6	2.46
9	16.73	39.9	5.02
10	16.87	39.84	5.08
11	33.35	39.84	10
12	35.31	39.82	10.50

**TABELLA 2.2**

Pesi e dimensioni dei cilindri in duralluminio.

In questa pratica ci sono due punti cruciali: misurare con estrema precisione la deflessione ( $w$ ), in modo da ottenere il modulo di Young con un errore che si aggiri intorno al 2.5%, e far sì che la durata di ogni singola misura non superi i 5', in modo da contenere l'aumento della Temperatura della gelatina nel tempo ( $T_g$ ).

Quest'ultimo accorgimento è fondamentale in quanto il modulo di Young è influenzato dalle variazioni di  $T_g$ .

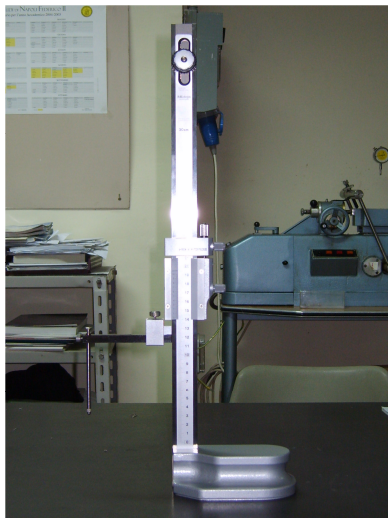
Poiché i campioni hanno resistenza diversa si è reso necessario differenziare sia il loro tempo di riposo in frigo che la scelta degli strumenti per il calcolo della deflessione ( $w$ ).

Per la concentrazione all'1%:

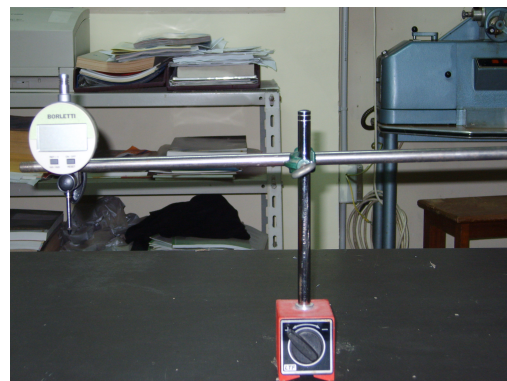
- la gelatina è stata posta in frigorifero per 72 ore alla temperatura di +7°C;
- la deformazione è stata ottenuta utilizzando un cilindro di duralluminio del peso di 33.35 g (n° 11 in tabella 2.2);
- la misura di  $w$  è stata valutata con il truschino Mitutoyo serie 514 -102 (fig. 2.4).

Per le concentrazioni al 2% ed al 3%:

- le gelatine sono state lasciate in frigorifero per 43 ore ad una temperatura di +7°C;
- per la deformazione è stato usato un cilindro di duralluminio di 4.11 g (n° 1 in tabella 2.2) a cui va sommata la forza di misura del comparatore digitale pari a 110 g;
- la deflessione è stata misurata con l'ausilio del comparatore (fig. 2.5).



**Fig. 2.4** – Truschino Mitutoyo Sr 514 – 102.



**Fig. 2.5** – Comparatore digitale Borletti CDES 25.

Per ogni campione si è proceduto effettuando tre cicli di misura (I ciclo - 4 misure; II ciclo - 3 misure; III ciclo - 3 misure), avendo cura che la durata di ogni ciclo fosse inferiore ai 15' e che ogni misura fosse effettuata solo al raggiungimento di una certa stabilità nella corsa discendente del cilindro.

L'intervallo tra un ciclo e l'altro è stato di 30', periodo in cui la gelatina è stata riposta in frigo con l'intento di mantenere costante il range di temperatura per tutti i cicli.

Inoltre, si è scelto un intervallo tra una misura e l'altra di 60'', tempo sperimentato essere sufficiente affinché la superficie della gelatina recuperi la porzione di deformazione elastica.

Nell'ambiente in cui si sono svolte le misure sono stati registrati valori di umidità relativa compresi tra il 74% ed il 76% e temperature oscillanti tra 22 °C e 23 °C.

Di seguito sono riportate tabelle (2.3, 2.4 e 2.5), contenenti i parametri misurati e le condizioni ambientali in cui si sono svolte le misure, e grafici (1, 2 e 3), raffiguranti le variazioni di  $E$  in funzione di  $T_g$ , relativi alle tre concentrazioni di gelatina prese in esame.

N	C. A.	$m_p$ (g)	$a_p$ (mm)	$t_m$ (s)	$T_g$ (°C)	w (mm)	E (Pa)
1	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	180	10.2	5.8	1062
2	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	240	11.6	7.38	835
3	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	12.3	8.2	751
4	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	12.8	8.52	723
1 II	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	12.4	9.5	648
2 II	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	12.9	7	880
3 II	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	13.8	9.2	669
1 III	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	13.5	9.42	654
2 III	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	14.1	9.68	636
3 III	74% - 22.5 °C	33.35	19.92	120	15	11.3	545

**TABELLA 2.3** - Concentrazione all'1%

**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa(%) e temperatura (°C);

**$m_p$**  = massa del cilindro in duralluminio;

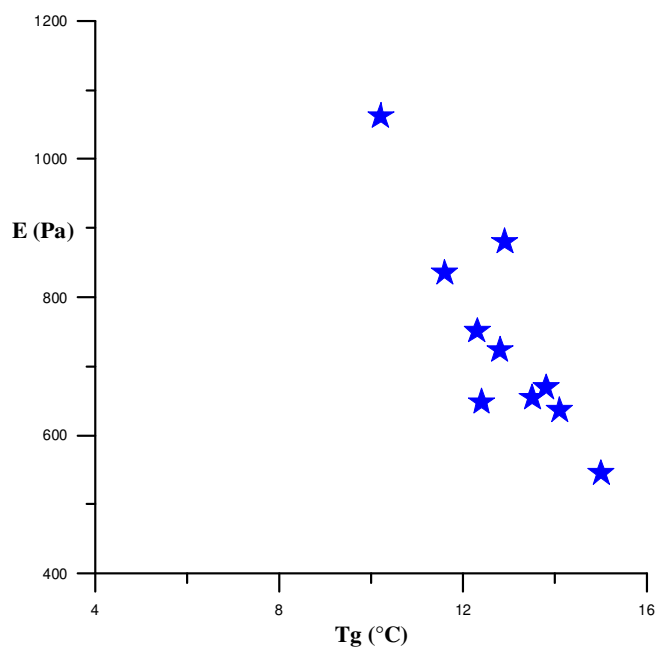
**$a_p$**  = raggio del cilindro in duralluminio;

**$t_m$**  = tempo di misura;

**$T_g$**  = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**w** = deflessione misurata;

**E** = modulo di Young.



**Grafico 1** – Diagramma  $T_g/E$  per la concentrazione all'1%.

Per la soluzione all'1% il valore di  $E$  varia da 545 Pa a 1062 Pa, passando da una temperatura della gelatina compresa tra 10.2°C e 15°C (tabella 2.3); il valore medio di  $E$  è 750.3 Pa.

N	C.A.	$m_p$ (g)	$a_p$ (mm)	$t_m$ (s)	$T_g$ (°C)	$w$ (mm)	$E$ (Pa)
1	74% - 22°C	114.11	15	120	11.5	10.366	2700
2	74% - 22°C	114.11	15	120	11.7	10.229	2736
3	74% - 22°C	114.11	15	180	12.1	10.453	2677
4	74% - 22°C	114.11	15	180	12.7	9.900	2827
1 II	74% - 22°C	114.11	15	120	12.1	10.234	2735
2 II	74% - 22°C	114.11	15	120	12.5	10.329	2709
3 II	74% - 22°C	114.11	15	120	12.8	10.377	2697
1 III	74% - 22°C	114.11	15	240	13.3	10.444	2680
2 III	74% - 22°C	114.11	15	120	13.3	11.057	2531
3 III	74% - 22°C	114.11	15	120	14.1	10.509	2663

**TABELLA 2.4** - Concentrazione al 2%

**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali – umidità relativa (%) e temperatura (°C);

**$m_p$**  = massa del cilindro in duralluminio + forza di misura comparatore;

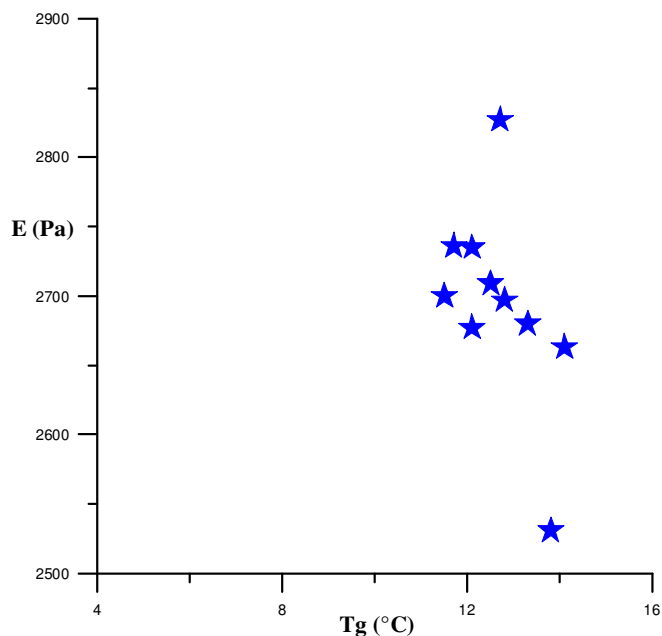
**$a_p$**  = raggio del cilindro in duralluminio;

**$t_m$**  = tempo di misura;

**$T_g$**  = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**$w$**  = deflessione misurata;

**$E$**  = modulo di Young.



**Grafico 2** – Diagramma  $T_g/E$  per la concentrazione al 2%.

Per la soluzione al 2% il range di variazione del modulo di Young è 2531 Pa – 2827 Pa per un intervallo di temperatura compreso tra 11.5 °C – 14.1 °C; il modulo di Young ha il valore medio di 2695 Pa.

N	C.A.	m <sub>p</sub> (g)	a <sub>p</sub> (mm)	t <sub>m</sub> (s)	T <sub>g</sub> (°C)	w (mm)	E (Pa)
1	74% - 22 °C	114.11	15	180	8.4	4.300	6508
2	74% - 22 °C	114.11	15	240	9.7	4.381	6388
3	74% - 22 °C	114.11	15	120	10.4	4.893	5719
4	74% - 22 °C	114.11	15	180	11.1	4.506	6211
1 II	74% - 22 °C	114.11	15	120	8.7	3.934	7114
2 II	74% - 22 °C	114.11	15	180	9.6	3.930	7121
3 II	74% - 22 °C	114.11	15	180	10.2	4.036	6934
1 III	74% - 22 °C	114.11	15	300	10.7	6.115	4577
2 III	74% - 22 °C	114.11	15	240	11.5	6.183	4526
3 III	74% - 22 °C	114.11	15	90	11.8	6.367	4395

**TABELLA 2.5** - Concentrazione al 3%

**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa(%) e temperatura (°C);

**m<sub>p</sub>** = massa del cilindro in duralluminio + forza di misura comparatore;

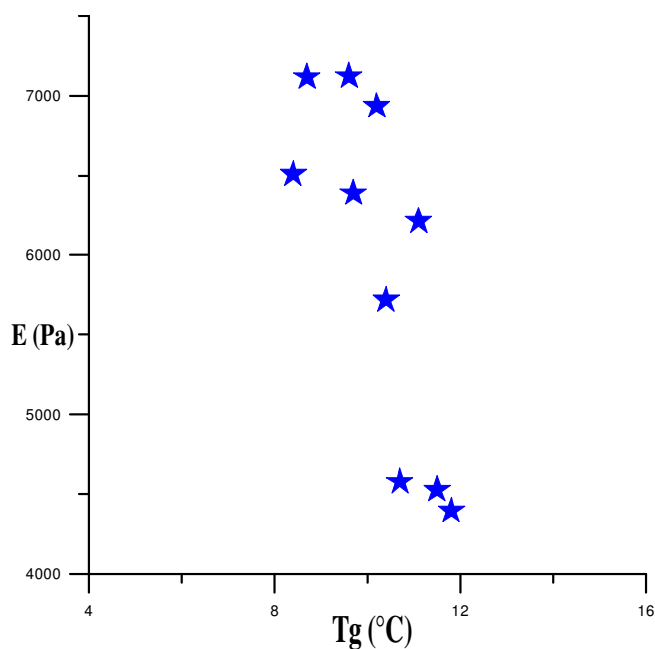
**a<sub>p</sub>** = raggio del cilindro in duralluminio;

**t<sub>m</sub>** = tempo di misura;

**T<sub>g</sub>** = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**w** = deflessione misurata;

**E** = modulo di Young.



**Grafico 3** – Diagramma  $T_g/E$  per la concentrazione al 3%.

Per la soluzione al 3% il modulo di Young varia da 4395 Pa a 7121 Pa, per valori di  $T_g$  compresi tra  $8.4^{\circ}\text{C}$  –  $11.8^{\circ}\text{C}$ ; si misura un  $E$  medio pari a 5949.3 Pa.

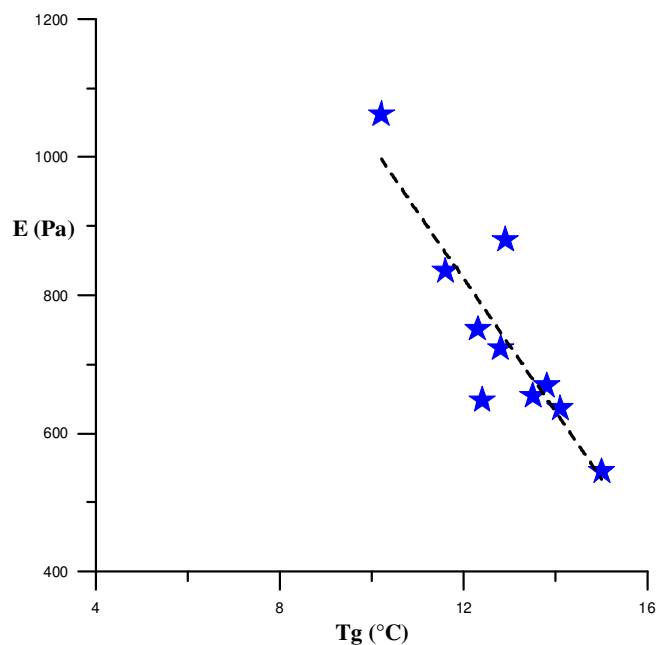
Sui campioni relativi alle concentrazioni 2% e 3% sono state effettuate ulteriori misure di deflessione ( $w$ ) dopo un tempo di riposo in frigo di 192 h (8 giorni): le tecniche di misura e gli strumenti utilizzati sono identici a quelli descritti in precedenza, lo stesso dicasi per i risultati, apparsi confrontabili e compatibili con quelli sopra esposti.

In seguito, per ogni diagramma  $T_g/E$  è stata calcolata la retta di interpolazione utilizzando il metodo dei minimi quadrati (grafici 4, 5 e 6).

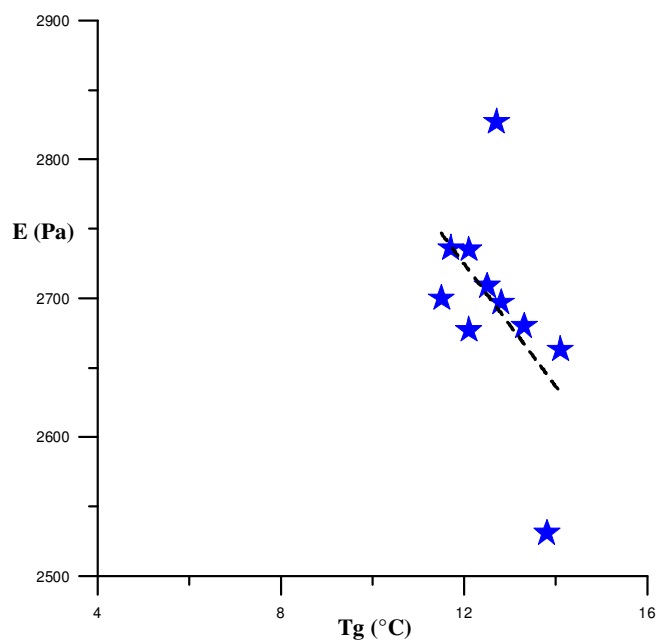
Si osserva che il valore del modulo di Young ( $E$ ) diminuisce all'aumentare della temperatura della gelatina ( $T_g$ ), quindi esiste una proporzionalità inversa tra le due grandezze, e che la retta di interpolazione interseca l'asse  $E$  in un punto diverso da 0: da ciò si deduce che la retta è rappresentata da un'equazione del tipo:

$$E = a - bT_g$$

dove “ $a$ ” è l'intercetta, espressa in Pa, e “ $b$ ” è il coefficiente angolare, dato da  $\text{Pa}/^{\circ}\text{C}$ .

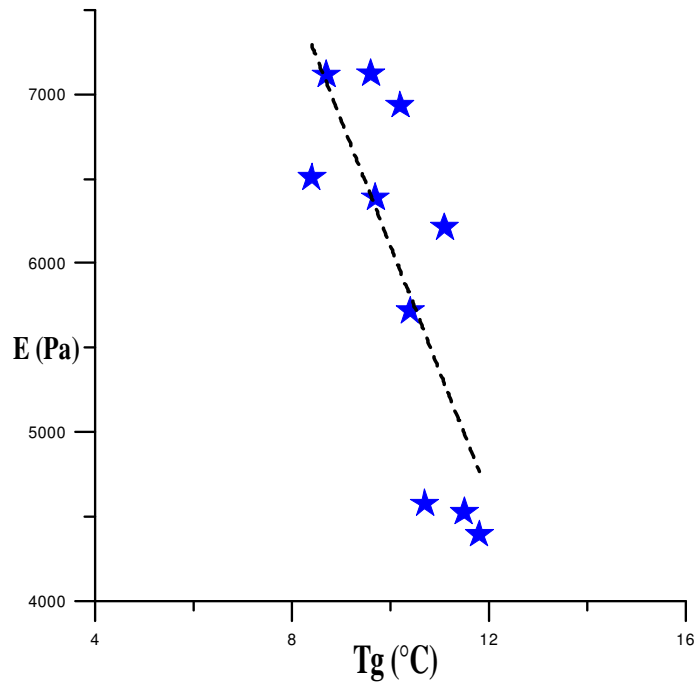


**Grafico 4** – Retta di interpolazione per il modulo di Young per la concentrazione all'1%.



**Grafico 5** – Retta di interpolazione per il modulo di Young per la concentrazione al 2%.





**Grafico 6** – Retta di interpolazione per il modulo di Young per la concentrazione al 3%.

### 2.3 Prove di termoreversibilità

Sono state effettuate prove per valutare il comportamento termoreversibile della gelatina.

Blocchi di gelatina, di dimensioni 260 x 210 x 70 mm, tenuti in frigorifero per 8 giorni (192 h) ad una temperatura di +7°C, sono stati sciolti, posti nel box di vetro e conservati in frigo a +7°C.

Lo scopo di tale operazione consiste nel verificare la completa reversibilità della gelatina: pertanto, si è ritenuto necessario, nel calcolo di  $E$ , eseguire un numero di misure simile a quello dei campioni originali, rispettando i tempi e la temperatura di riposo in frigorifero.

Per lo stesso motivo, le tecniche di misura e gli strumenti utilizzati sono identici a quelli descritti nel paragrafo 2.2.

Per i tre campioni, le temperature ed i tempi di dissoluzione sono riportati in tabella 2.6, specificando le condizioni ambientali in cui è stata effettuata l'operazione.

%	C.A.	$t_d$ (s)	$T_d$ (°C)
1	76% - 23°C	660	30
2	76% - 23°C	780	34.5
3	76% - 23°C	960	35.5

**TABELLA 2.6** – Prove di termoreversibilità

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa(%) e temperatura (°C);

% = concentrazione;

$t_d$  = tempo di dissoluzione;

$T_d$  = temperatura di dissoluzione.

La gelatina all'1% è stata conservata in frigo per 72 ore a +7°C; l'entità delle deflessioni, i valori dei moduli di Young corrispondenti e le temperature della gelatina solida, ad ogni misura, sono riportati nella tabella 2.7; nel grafico 7 è rappresentato il diagramma  $T_g/E$ .

N	C. A.	$m_p$ (g)	$a_p$ (mm)	$t_m$ (s)	$T_g$ (°C)	w (mm)	E (Pa)
1	72.5% - 22°C	33.35	19.92	120	10.3	9.220	668
2	72.5% - 22°C	33.35	19.92	120	10.9	9.180	671
3	72.5% - 22°C	33.35	19.92	120	12.1	6.840	900
4	72.5% - 22°C	33.35	19.92	60	12.6	6.780	908
1 II	70.5% - 22°C	33.35	19.92	90	12.6	7.000	880
2 II	70.5% - 22°C	33.35	19.92	60	13	6.880	895
3 II	70.5% - 22°C	33.35	19.92	90	13.8	7.900	780
1 III	70% - 22°C	33.35	19.92	60	13.4	7.680	802
2 III	70% - 22°C	33.35	19.92	90	14.1	9.600	642
3 III	70% - 22°C	33.35	19.92	60	14.7	7.880	782

**TABELLA 2.7** – Prova di termoreversibilità per la concentrazione all'1%

**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa(%) e temperatura (°C);

$m_p$  = massa del cilindro in duralluminio;

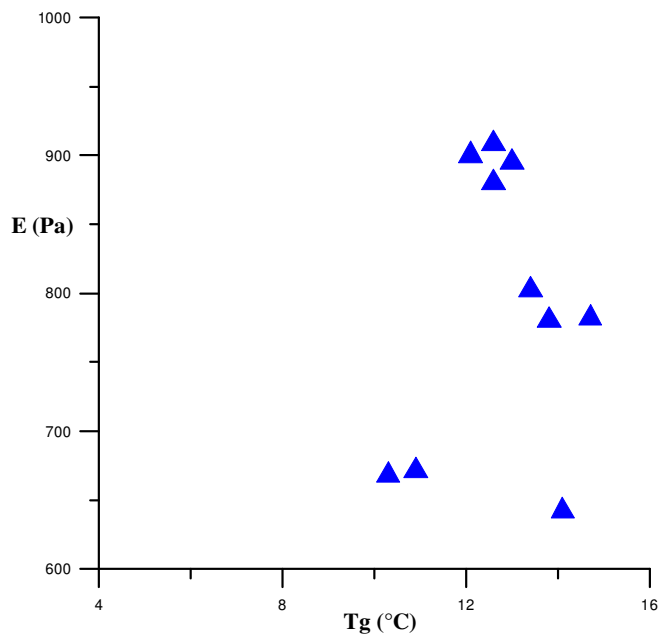
$a_p$  = raggio del cilindro in duralluminio;

$t_m$  = tempo di misura;

$T_g$  = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**w** = deflessione misurata;

**E** = modulo di Young.



**Grafico 7** – Diagramma  $T_g/E$  per la concentrazione all'1%.

Per le concentrazioni al 2% ed al 3%, i campioni di gelatina sono stati tenuti 43 h in frigo ad una temperatura di +7°C. I risultati sono mostrati nella tabella 2.8 e nel grafico 8, per la soluzione al 2%, e nella tabella 2.9 e nel grafico 9 per la soluzione al 3%.

N	C.A.	$m_p$ (g)	$a_p$ (mm)	$t_m$ (s)	$T_g$ (°C)	w (mm)	E (Pa)
1	79% - 22°C	114.11	15	90	11.1	9.766	2866
2	79% - 22°C	114.11	15	60	11.4	10.306	2715
3	79% - 22°C	114.11	15	60	11.6	10.359	2702
4	79% - 22°C	114.11	15	60	11.9	10.555	2651
1 II	79% - 22°C	114.11	15	90	12.1	10.753	2603
2 II	79% - 22°C	114.11	15	60	12.4	10.682	2620
3 II	79% - 22°C	114.11	15	60	12.6	11.124	2516
1 III	78% - 22°C	114.11	15	60	13.2	10.203	2743
2 III	78% - 22°C	114.11	15	120	13.5	10.236	2734
3 III	78% - 22°C	114.11	15	90	14	10.231	2735

**TABELLA 2.8** – Prova di termoreversibilità per la gelatina al 2%

**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa(%) e temperatura (°C);

**$m_p$**  = massa del cilindro in duralluminio + forza di misura comparatore;

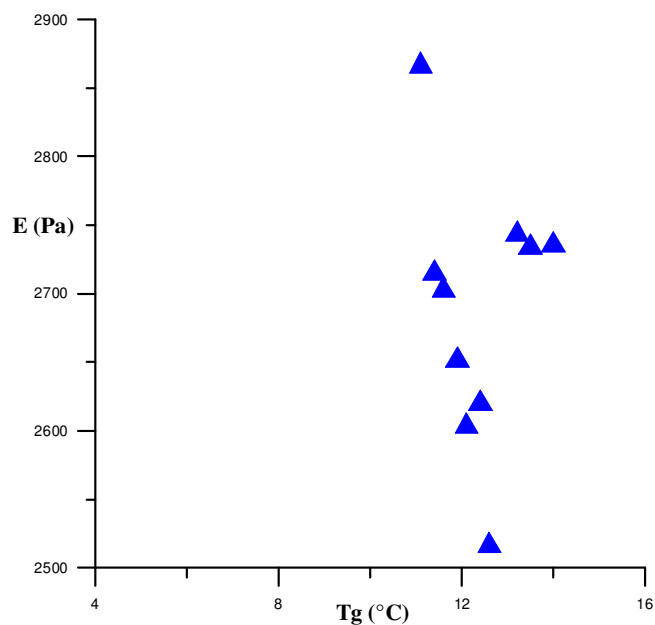
**$a_p$**  = raggio del cilindro in duralluminio;

**$t_m$**  = tempo di misura;

**$T_g$**  = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**w** = deflessione misurata;

**E** = modulo di Young.



**Grafico 8** – Diagramma  $T_g/E$  per la concentrazione al 2%.

N	C.A.	$m_p$ (g)	$a_p$ (mm)	$t_m$ (s)	$T_g$ (°C)	w (mm)	E (Pa)
1	79% - 22°C	114.11	15	90	9.6	4.872	5744
2	79% - 22°C	114.11	15	120	10.1	4.940	5665
3	79% - 22°C	114.11	15	60	10.4	5.211	5370
4	79% - 22°C	114.11	15	60	10.8	5.266	5314
1 II	78% - 22°C	114.11	15	90	10.1	6.146	4553
2 II	78% - 22°C	114.11	15	60	10.4	6.241	4484
3 II	78% - 22°C	114.11	15	210	11.1	6.231	4491
1 III	77.5% - 22°C	114.11	15	150	11	5.217	5364
2 III	77.5% - 22°C	114.11	15	60	11.4	5.289	5291
3 III	77.5% - 22°C	114.11	15	60	11.7	5.080	5509

**TABELLA 2.9** – Prova di termoreversibilità per la concentrazione al 3%

**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa (%) e temperatura (°C);

**$m_p$**  = massa del cilindro in duralluminio + forza di misura comparatore;

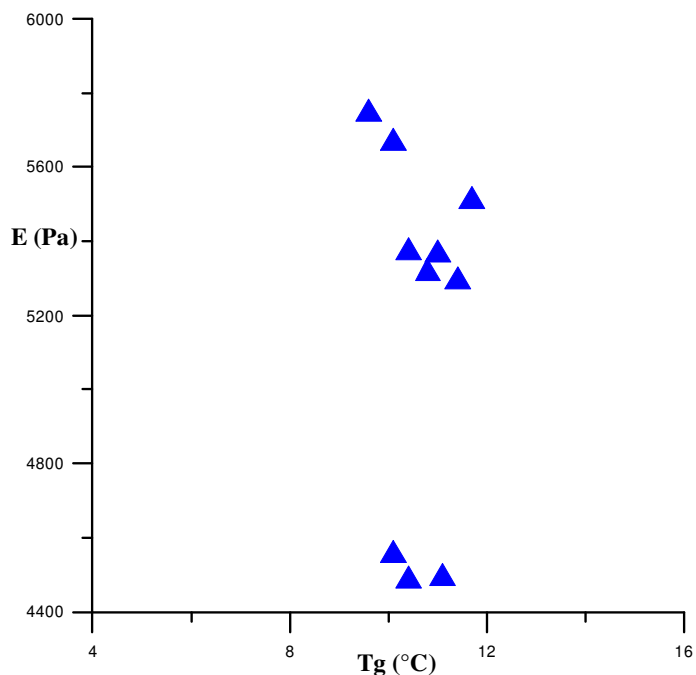
**$a_p$**  = raggio del cilindro in duralluminio;

**$t_m$**  = tempo di misura;

**$T_g$**  = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**w** = deflessione misurata;

**E** = modulo di Young.



**Grafico 9** – Diagramma  $T_g/E$  per la concentrazione al 3%.

Dal confronto dei valori di  $E$  ottenuti durante la prova di termoreversibilità con le misure effettuate sui campioni originali, a parità di temperatura della gelatina ( $T_g$ ), si evince che:

- per la concentrazione all'1% è stato registrato un aumento di  $E$  del 7% rispetto al campione originale (740.3 Pa), per  $T_g$  di +12.8°C;
- per la concentrazione al 2% è stata misurata una diminuzione di  $E$  dello 0.26% rispetto al campione originale (2695.5 Pa), per una  $T_g$  di +12.5°C;
- per la concentrazione al 3% si osserva una diminuzione di  $E$  dell'8.8% rispetto al campione originale (5949.3 Pa), per una  $T_g$  di +10.2°C.

Si specifica che i confronti sono stati effettuati utilizzando i valori medi del modulo di Young sia per i campioni originali che per quelli fusi.

Per le tre concentrazioni utilizzate è stata registrata una variazione del modulo di Young molto bassa (<10%), ciò rende possibile considerare la gelatina come un mezzo termoreversibile: può essere fusa e riutilizzata senza alcuna variazione significativa dei parametri elastici.

## 2.4 Calcolo del modulo di taglio

Il modulo di taglio è stato ricavato dai valori del modulo di Young utilizzando la relazione:

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

I valori ricavati per ogni concentrazione sono riportati nelle tabelle che seguono (2.10, 2.11 e 2.12), a cui si associano i grafici  $T_g/\mu$  (10, 11 e 12).

N	C.A.	T <sub>g</sub> (°C)	E (Pa)	μ (Pa)
1	74% - 22.5°C	10.2	1062	354
2	74% - 22.5°C	11.6	835	278.3
3	74% - 22.5°C	12.3	751	250.3
4	74% - 22.5°C	12.8	723	241
1 II	74% - 22.5°C	12.4	648	216
2 II	74% - 22.5°C	12.9	880	293.3
3 II	74% - 22.5°C	13.8	669	223
1 III	74% - 22.5°C	13.5	654	218
2 III	74% - 22.5°C	14.1	636	212
3 III	74% - 22.5°C	15	545	181.7

**TABELLA 2.10** – Concentrazione all'1%

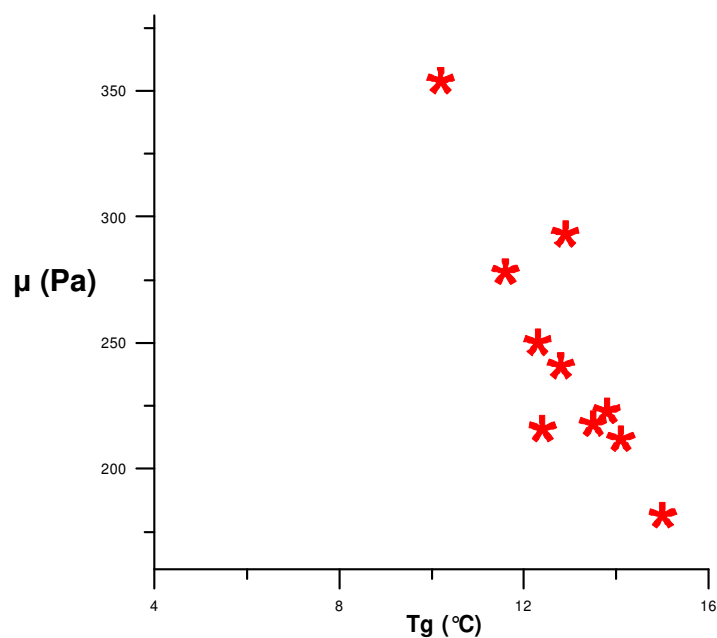
**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità (%) e temperatura (°C);

**T<sub>g</sub>** = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**E** = modulo di Young;

**μ** = modulo di taglio.



**Grafico 10** – Diagramma  $T_g/\mu$  per la concentrazione all'1%.

Per il campione all'1%, la media dei moduli di taglio ottenuti è 246.76 Pa.

N	C.A.	T <sub>g</sub> (°C)	E (Pa)	μ (Pa)
1	74% - 22°C	11.5	2700	900
2	74% - 22°C	11.7	2736	912
3	74% - 22°C	12.1	2677	892.3
4	74% - 22°C	12.7	2827	942.3
1 II	74% - 22°C	12.1	2735	911.7
2 II	74% - 22°C	12.5	2709	903
3 II	74% - 22°C	12.8	2697	899
1 III	74% - 22°C	13.3	2680	893.3
2 III	74% - 22°C	13.8	2531	843.7
3 III	74% - 22°C	14.1	2663	887.7

**TABELLA 2.11** – Concentrazione al 2%

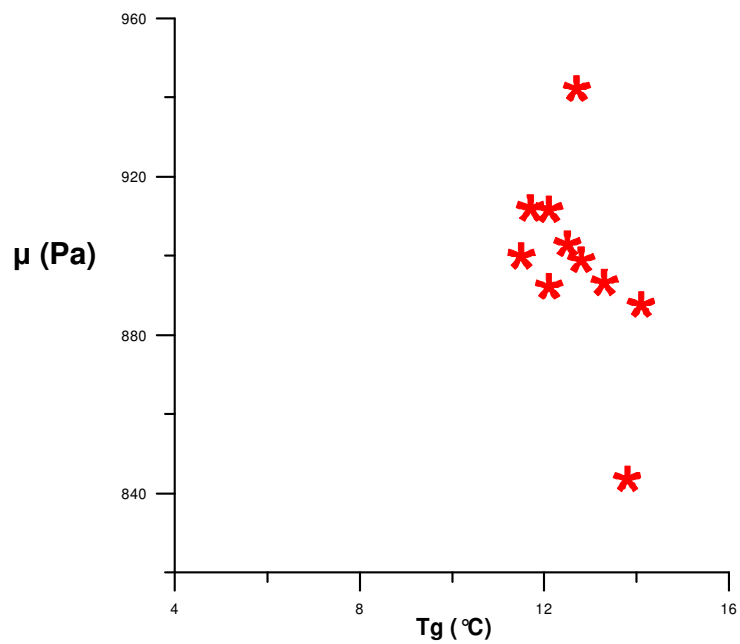
**N** = numero misura;

**C.A.** = condizioni ambientali - umidità (%) e temperatura (°C);

**T<sub>g</sub>** = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**E** = modulo di Young;

**μ** = modulo di taglio.



**Grafico 11** – Diagramma  $T_g/\mu$  per la concentrazione al 2%.

N	C.A.	T <sub>g</sub> (°C)	E (Pa)	μ (Pa)
1	74% - 22 °C	8.4	6508	2169.3
2	74% - 22 °C	9.7	6388	2129.3
3	74% - 22 °C	10.4	5719	1906.3
4	74% - 22 °C	11.1	6211	2070.3
1 II	74% - 22 °C	8.7	7114	2371.3
2 II	74% - 22 °C	9.6	7121	2373.7
3 II	74% - 22 °C	10.2	6934	2311.3
1 III	74% - 22 °C	10.7	4577	1525.7
2 III	74% - 22 °C	11.5	4526	1508.7
3 III	74% - 22 °C	11.8	4395	1465

**TABELLA 2.12** – Concentrazione al 3%

**N** = numero misura;

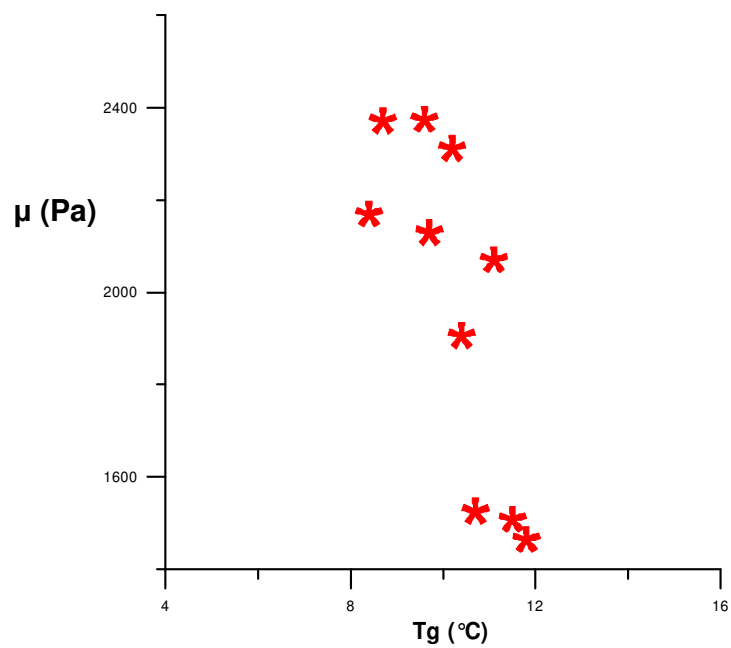
**C.A.** = condizioni ambientali - umidità relativa(%) e temperatura (°C);

**T<sub>g</sub>** = temperatura della gelatina all'atto della misura;

**E** = modulo di Young;

**μ** = modulo di taglio.





**Grafico 12** – Diagramma  $T_g/\mu$  per la concentrazione al 3%.

Per i campioni al 2% e 3%, i valori medi dei moduli di taglio calcolati sono, rispettivamente, 898.5 Pa e 1983.09 Pa.

## Capitolo III

### MODELLI ANALOGICI CON SORGENTE PUNTIFORME

La prima fase sperimentale, durante la quale si eseguono procedure di laboratorio con l'intento di calcolare alcuni parametri elastici della gelatina, è seguita da una seconda fase in cui si costruiscono i modelli analogici.

In questo capitolo sono riportate le fasi di preparazione ed i risultati relativi a modelli analogici a sorgente puntiforme costituiti da gelatina, ad un solo strato oppure a due strati, in cui si iniettano fluidi di diversa natura (aria, acqua colorata gassata ed olio) per simulare il processo di risalita magmatica. L'iniezione avviene attraverso aghi, a pressione atmosferica, oppure attraverso un cilindro di alluminio o una pipetta in plastica in condizioni di sovrappressione. I modelli così realizzati riescono a simulare, in maniera soddisfacente, un'attività vulcanica di tipo effusivo, hawaiano e stromboliano, ma non riescono a riprodurre attività esplosiva in quanto il materiale utilizzato non consente il processo di frammentazione. La gelatina con concentrazione all'1% si è rivelata inadeguata per la realizzazione del modello, in quanto i valori di  $E$  calcolati risultano essere troppo bassi; pertanto, si è proceduto utilizzando gelatina al 2%, per un modello non stratificato, ed al 2% e 3% per uno stratificato.

Ogni modello è stato ripreso con due videocamere, disposte perpendicolarmente tra di loro, con lo scopo di avere una visione completa del processo di risalita.

Poiché la videoripresa è una parte essenziale dell'esperimento, si è ritenuto di fondamentale importanza l'allestimento di uno spazio apposito, scelto in funzione della diffusione della luce e delle dimensioni areali.

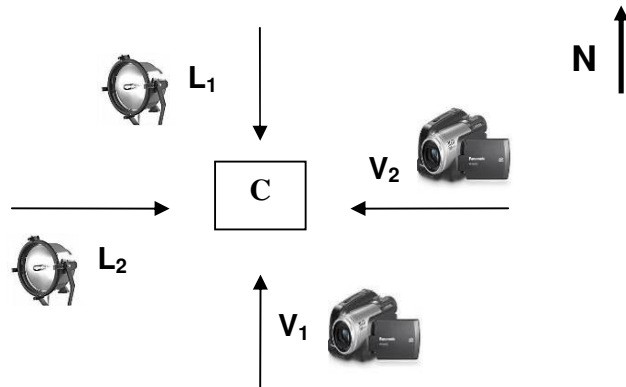
Di seguito sono riportati gli strumenti utilizzati e la loro disposizione, ed un'accurata descrizione dei vari modelli realizzati.

La strumentazione utilizzata per la realizzazione del modello e per le videoriprese comprende:

- box in plexiglass ( $290 \times 300 \times 520$  mm);
- videocamere modello PANASONIC NV – GS 330;
- cavalletti professionali;
- lampade alogene da 500 Watt;

- stativi professionali;
- pannelli fotografici;
- programma per elaborazione di immagini ADOBE PREMIERE PRO CS3.

La disposizione di videocamere, lampade alogene e box in plexiglass è rappresentata nel sottostante schema.



Schema della disposizione delle videocamere ( $V_1$ ,  $V_2$ ) e delle lampade ( $L_1$ ,  $L_2$ ) rispetto al contenitore in plexiglass (C).

Il contenitore in plexiglass (C) è posto su un piano a circa 110 cm dal pavimento; con i simboli  $V_1$  e  $V_2$  si indicano le videocamere e con  $L_1$  ed  $L_2$  le lampade.

Si è proceduto alla realizzazione di diversi esperimenti rappresentanti condizioni di crosta non stratificata, simulata dall'utilizzo di gelatina con concentrazione al 2%, e di crosta stratificata, data dall'alternanza di uno strato con concentrazione al 2% e di un altro al 3%.

In questo secondo caso, gli strati a diversa concentrazione, quindi a diversa rigidità, sono stati impilati in posizioni diverse, per osservare il passaggio di un fluido da uno strato più servile (2%) ad uno più rigido (3%) e viceversa.

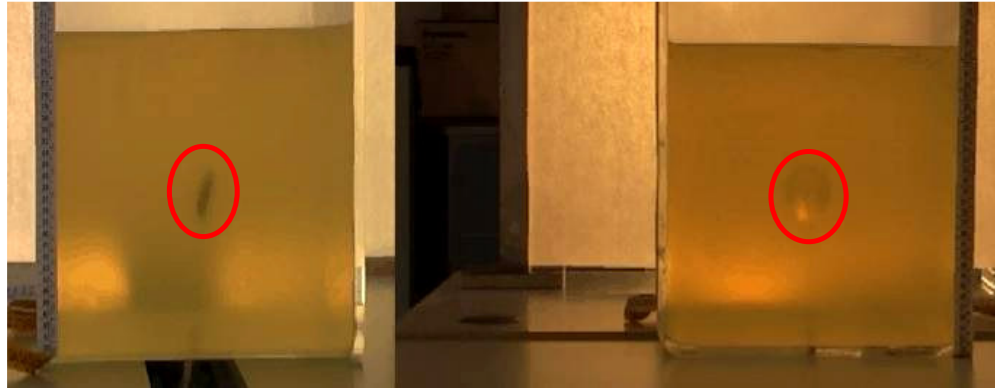
Gli esperimenti si distinguono anche per il tipo di fluido iniettato, per il metodo di iniezione e per le condizioni di pressione in cui esso si realizza.

### 3.1 Modelli analogici ad unico strato

Il primo modello è realizzato utilizzando uno strato omogeneo di gelatina al 2% ( $vol. = 25 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ), lasciato in frigorifero per 72h ad una temperatura di  $+7^\circ\text{C}$ , dalla

cui base si effettuano iniezioni di aria ed acqua, in diverse riprese ed a pressione atmosferica, utilizzando siringhe ed aghi.

La prima iniezione di aria ( $\rho = 1.3 \text{ kg m}^{-3}$ ; 65 ml;  $T_g = 11^\circ\text{C}$ ) genera una bolla che, dopo una breve incertezza, sale repentinamente in superficie (fig. 3.1 – fig. 3.2).



**Fig. 3.1** – Visione laterale e frontale della bolla d'aria.



**Fig. 3.2** – Visione laterale e frontale della risalita della bolla d'aria.

La bolla ha una forma ad uovo quando è ancorata all'ago e, dopo il distacco, assume una caratteristica forma che possiamo definire "a fungo" con la base tronca. Un'ulteriore iniezione d'aria (65 ml;  $T_g = 11.1^\circ\text{C}$ ) origina una bolla simile alla precedente nella forma, ma più ampia che risale seguendo ed ampliando il percorso precedente: le dimensioni maggiori, sia della bolla che del percorso, sono una conseguenza della minore resistenza che incontra il secondo fluido durante la risalita, avendo un percorso già tracciato, che ne facilita l'espansione.

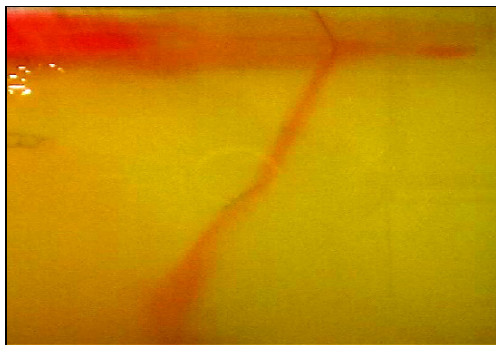
In entrambi i casi, la traiettoria seguita dal fluido in risalita forma un angolo di circa  $45^\circ$  rispetto alla verticale, ben evidente nella visione laterale dell'esperimento (fig. 3.1 – fig. 3.2), tipica di un mezzo con un basso valore di rigidità.

L'iniezione d'acqua (50 ml;  $T_g = 11.4^\circ\text{C}$ ) forma una lente che non riesce a salire a causa del basso contrasto di densità gelatina - acqua ( $7 \text{ kg m}^{-3}$ ): ulteriori iniezioni fanno assistere ad un aumento delle sue dimensioni, ma non innescano la risalita (fig. 3.3).



**Fig. 3.3** – Visione laterale della lente d'acqua.

La posizione della lente d'acqua si sblocca ad opera di un'ulteriore iniezione d'aria (50 ml;  $T_g = 11.6^\circ\text{C}$ ) che trascina in superficie l'acqua, quasi fino all'esaurimento (fig. 3.4).



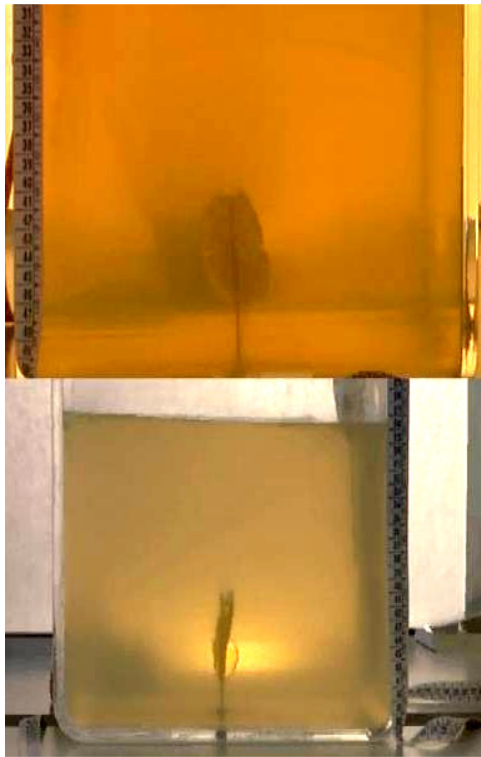
**Fig. 3.4** – Traccia del percorso seguito dall'aria e dall'acqua.

In questo caso, l'acqua utilizza il percorso tracciato dall'aria come una via di fuga verso la superficie libera (fig. 3.4).

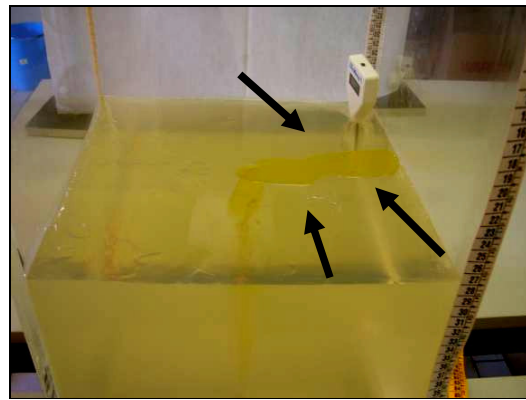
Ne risulta che il contrasto di densità acqua - gelatina (circa  $7 \text{ Kg m}^{-3}$ ) non è sufficiente per simulare un'eruzione, in quanto non è tale da innescare un galleggiamento del materiale.

D'altro canto, il modello può ben rappresentare sia le condizioni di una solidificazione profonda del magma, con formazione di intrusioni, sia il caso in cui materiale ancora caldo, ma fermo in profondità a causa di un'insufficiente energia del sistema, grazie all'arrivo di un fluido meno denso ha la possibilità di essere intercettato e trasportato in superficie.

In un altro strato di gelatina, con le medesime caratteristiche espresse in precedenza, si inietta, con l'ausilio di siringhe ed aghi di diverse dimensioni, olio extravergine di oliva ( $\rho = 920 \text{ Kg m}^{-3}$ ; 20 ml;  $T_g = 13.1 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ): si forma una bolla con una forma che abbiamo definito "a foglia" (fig. 3.5) e con evidenti difficoltà a risalire; impiega circa 8' per raggiungere la superficie (fig. 3.6).



**Fig. 3.5** – Visione frontale e laterale della bolla d'olio.

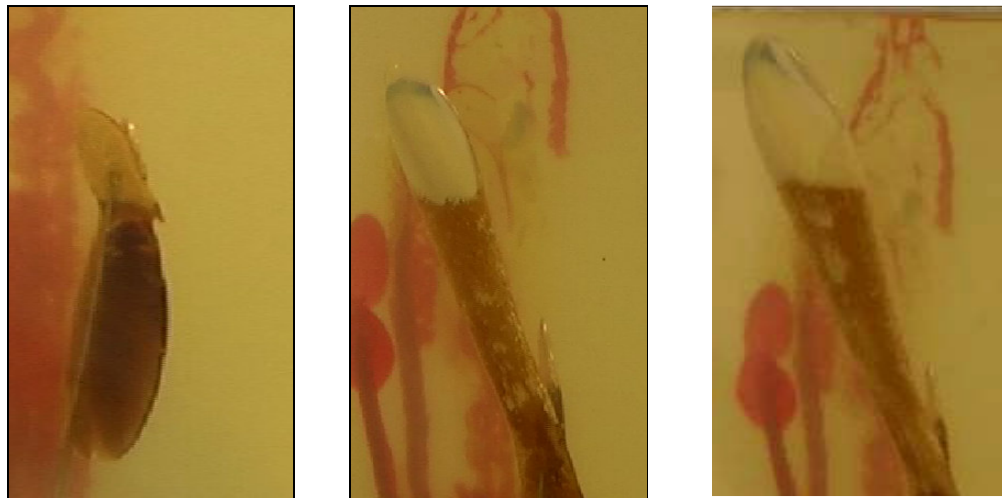


**Fig. 3.6** – Arrivo dell'olio in superficie.

L'elevata viscosità dell'olio ne rende difficile sia l'iniezione che la risalita, ma il contrasto di densità gelatina - olio ( $87 \text{ kg m}^{-3}$ ) è tale da permettere al materiale, seppur lentamente, di raggiungere la superficie, a differenza di ciò che accade all'acqua che risale solo grazie all'intervento di un materiale meno denso che riesce a trascinarla in superficie.

Si prosegue con l'iniezione di acqua gassata colorata (60 ml;  $T_g = 15^\circ\text{C}$ ): si forma una prima lente, con lunghezza pari a 7 cm, a cui fa seguito, dopo un leggero strozzamento, una seconda lente che si inarca verso il centro del box e risale verso la superficie mostrando la netta separazione tra una fase liquida ed una gassosa (fig. 3.7).

L'essoluzione del gas si registra dopo 19" dall'iniezione; invece trascorrono 64" prima di osservare la fuoriuscita del mezzo iniettato in superficie.



**Fig. 3.7** – Evoluzione della bolla formata dall'acqua gassata e colorata.

La presenza di una elevata concentrazione di gas fa sì che l'acqua addizionata di  $\text{CO}_2$  riesca a raggiungere la superficie molto velocemente: il sistema sembra autoalimentarsi, attraverso reazioni chimiche tra il gas ed il materiale ospite, ed il risultato è che il gas traccia il percorso ed il liquido lo segue.

L'ultimo esperimento a strato singolo è realizzato in condizioni di sovrappressione, ottenuta mediante l'utilizzo di un compressore.

I liquidi si iniettano, con l'ausilio di una siringa da 60 ml, in un tubo di plastica le cui due estremità sono state collegate alla base del contenitore ed alla pistola del compressore.

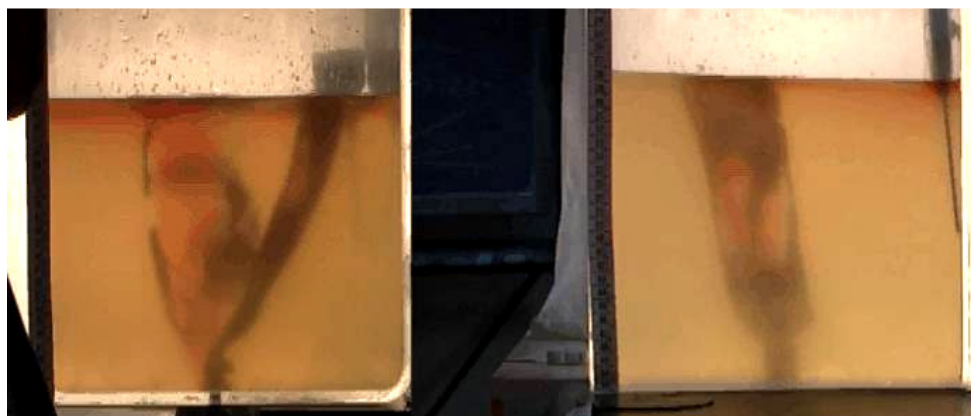
Si inizia introducendo all'interno di un blocco di gelatina al 2% ( $vol = 20 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ;  $T_g = 13.2^\circ\text{C}$ ), 100 ml di acqua gassata colorata, con una concentrazione di  $\text{CO}_2$  pari a 2350 mg/l, in due riprese ed in condizioni di sovrappressione ( $1.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ ): si assiste alla formazione di due bolle, con netta separazione tra fase gassosa e fase liquida, da cui partono due rami che, rapidamente, raggiungono la superficie libera del box fuoriuscendo: il ramo principale (a destra del contenitore; fig. 3.8) impiega

3" per risalire; 7" sono stati registrati per l'arrivo in superficie del ramo secondario (a sinistra del contenitore; fig. 3.8).



**Fig. 3.8** – Visione frontale e laterale dei due rami.

Si prosegue con l'iniezione di 100 ml di olio ( $T_g = 14^{\circ}\text{C}$ ), in due riprese, con un incremento progressivo della pressione ( $1.5 \cdot 10^5 \text{ Pa} - 6 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ ): si formano, nuovamente, due rami che si propagano seguendo ed ampliando le fratture tracciate dall'iniezione precedente (fig. 3.9).



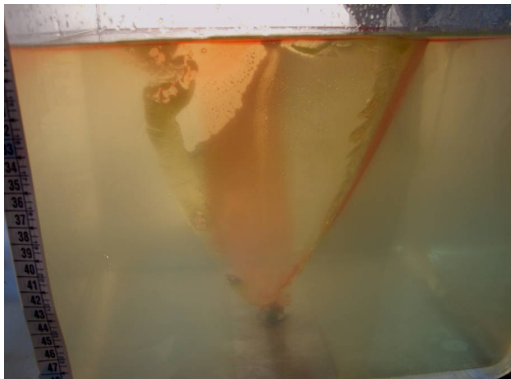
**Fig. 3.9** – Iniezione di olio.

Con una nuova iniezione d'aria e facendo variare la pressione da  $1.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  a  $6 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ , i due rami crescono fino a toccarsi: la struttura risultante è un semicono rovesciato (fig. 3.10 – fig. 3.11) la cui traccia in superficie sembra ricordare la formazione di una caldera (fig. 3.12).

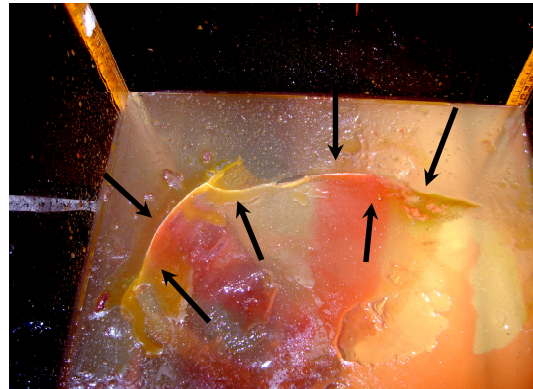




**Fig. 3.10** – Visione frontale e laterale del semicono.



**Fig. 3.11** – Visione del semicono alla fine dell'esperimento.



**Fig. 3.12** – Traccia in superficie del semicono.

Per cercare di ottenere una “*ring fracture*”, associabile ad un processo di calderizzazione, abbiamo continuato l'esperienza iniettando altro liquido ed aumentando la pressione esercitata.

Le due operazioni non hanno portato alla formazione della frattura cercata: non si sono formate ulteriori fratture e la fuoriuscita di materiale in superficie è continuata dalle fratture già esistenti (fig. 3.12). È ovvio che per il magma in risalita è meno dispendioso, in termini di energia, seguire un percorso già tracciato che non crearne uno ex novo.

### 3.2 Modelli analogici a due strati

Nell'ambito della doppia stratificazione, si realizzano due tipologie di modelli, tutti in condizione di sovrappressione, che si differenziano per la disposizione dei due strati a diversa concentrazione: si parte con un modello che prevede lo strato più rigido (3%) sovrapposto a quello più servile (2%) e, poi, si realizza la situazione opposta.

Lo scopo è analizzare il comportamento del fluido iniettato in corrispondenza dell'interfaccia, al di là del percorso che segue in un mezzo elasticamente omogeneo, già ben evidenziato nei modelli monostratificati.

Per l'esperimento che prevede lo strato più rigido sovrapposto a quello a rigidità minore, si costruiscono due modelli analogici che si differenziano per lo spessore degli strati, per le dimensioni della sorgente da cui si immettono i fluidi e per i valori di sovrappressione raggiunti.

Nel primo modello, lo strato inferiore ha una concentrazione al 2%, uno spessore di 15.4 cm ed un volume di  $13 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ; è lasciato in frigo, a  $+7^\circ\text{C}$  per 96 h, e, dopo, averne constatato la solidificazione, la sua superficie è ricoperta con un secondo strato.

Lo strato superiore, con concentrazione al 3%, ha uno spessore di 8 cm ed un volume di  $7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ .

Quindi, lo spessore totale del blocco di gelatina (dato dalla somma degli spessori dei due strati) è 23.4 cm.

I fluidi iniettati sono aria, olio ed acqua gassata e colorata, utilizzando come sorgente un cilindro di alluminio con diametro di 6.46 mm.

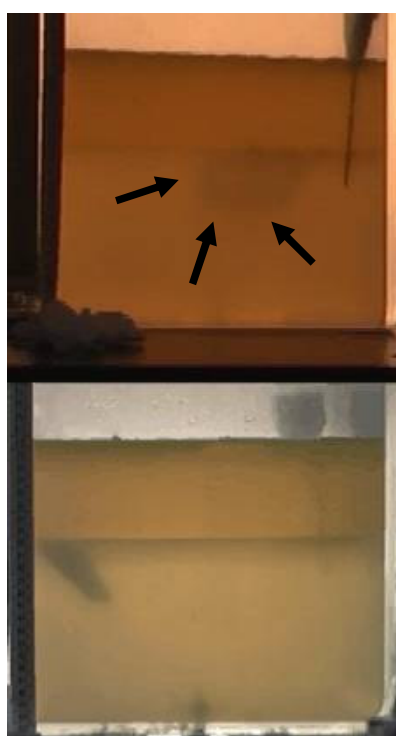
L'esperienza parte con l'iniezione di aria ( $T_g = 11^\circ\text{C}$ ), con una sovrappressione di  $1.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ : si forma una bolla a forma di fungo (fig. 3.13) che raggiunge l'interfaccia, posta ad una profondità di 8 cm, in 7" con una velocità pari a  $0.022 \text{ m s}^{-1}$ .

La bolla rimane intrappolata sotto l'interfaccia, in quanto lo strato sovrastante più rigido le rende difficile l'attraversamento, ed inizia ad espandersi parallelamente alla stessa interfaccia (fig. 3.14).

Anche in questo caso, la bolla segue una traiettoria che forma un angolo di circa  $45^\circ$  con la verticale, ben visibile nella visione frontale delle figure.



**Fig. 3.13** – Formazione della bolla a “fungo”.



**Fig. 3.14** – Intrappolamento della bolla all'interfaccia.

In seguito si inietta olio (50 ml;  $T_g = 12^\circ\text{C}$ ), mantenendo la pressione a  $1.5 \cdot 10^5$  Pa: si assiste alla formazione di due rami, disposti a  $45^\circ$  tra di loro.

Il primo ramo arriva in superficie, mentre il secondo tenta ancora di formarsi, risalendo lungo un bordo del box che si presenta come un percorso favorevole, essendo un punto di scollamento della gelatina.

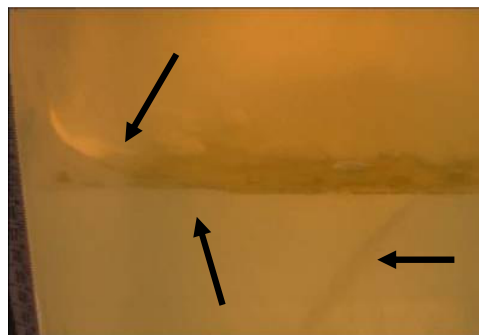
Con un'ulteriore iniezione di olio (50 ml;  $T_g = 12.2^\circ\text{C}$ ), si sviluppa in pieno il secondo ramo che inizia a risalire, a differenza del primo, non seguendo il bordo del box ma attraversando il piano d'interfaccia orizzontale (fig. 3.15 – fig. 3.16).

Il fluido passa nel secondo strato, a circa 2 cm dal bordo, e si rigonfia formando un'intrusione laminare; con un'aggiunta di aria a  $1.5 \cdot 10^5$  Pa, si assiste alla rottura dell'intrusione ed alla risalita del magma in superficie.

L'evoluzione dell'intrusione è mostrata nella figura 3.17.



**Fig. 3.15** - Visione frontale dei rami formati dall'iniezione di olio.



**Fig. 3.16** - Visione laterale dell'olio in corrispondenza dell'interfaccia.



**Fig. 3.17** - Variazione della forma dell'intrusione.

L'esperimento si è concluso passando da una sovrappressione di  $1.5 \cdot 10^5$  Pa a  $4 \cdot 10^5$  Pa ( $T_g = 12.5^\circ\text{C}$ ): si osserva un ampliamento dei rami che, a differenza dell'esperienza precedente, non si uniscono per generare un semicono, probabilmente perché non si raggiunge la stessa condizione di sovrappressione ( $6 \cdot 10^5$  Pa).

Il secondo modello a doppio strato, realizzato continuando a mantenere la posizione dello strato più rigido al di sopra di quello più servile, si differenzia da quello appena analizzato per una serie di elementi: si utilizzano due strati di identico spessore pari a 10 cm ( $vol. = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ), quindi l'intero modello risulta avere uno spessore di 20 cm; si raggiunge una condizione di sovrappressione più elevata ( $6 \cdot 10^5$  Pa); si è scelto di ridurre le dimensioni della sorgente.

Quest'ultima ha il diametro di 1.3 mm, molto più piccolo del caso precedente: infatti, il collegamento tra il compressore e la base del box in plexiglass è costituito

da un tubicino che si assottiglia fino a terminare con una pipetta, avente il suddetto diametro, a contatto con il blocco di gelatina.

In questo modello, l'iniezione di olio ha portato alla formazione di un singolo ramo, pur rispettando le quantità e le condizioni di immissione realizzate nel modello precedente (100 ml;  $1.5 \cdot 10^5$  Pa).

Un'aggiunta di acqua gassata colorata (50 ml;  $T_g = 9.5^\circ\text{C}$ ) permette al ramo di percorrere l'interfaccia e di arrivare in superficie, attraversando il secondo strato in prossimità del bordo, e genera un nuovo ramo che ha necessitato di una nuova iniezione di acqua (50 ml) e di una sovrappressione di  $2.5 \cdot 10^5$  Pa per arrivare in superficie, sfruttando un bordo del box (fig. 3.18). Una visione dall'alto mostra una frattura convessa verso l'esterno, a circa 15 mm dal bordo, che rappresenta il punto in cui il primo ramo rompe lo strato per uscire (fig. 3.19).



**Fig. 3.18** - Visione laterale dei due rami.



**Fig. 3.19** - Frattura creata dalla fuoriuscita del fluido.

Aumentando gradualmente la pressione, fino a  $6 \cdot 10^5$  Pa, i due rami si uniscono formando un cono rovesciato completamente chiuso (fig. 3.20) e si assiste ad una sorta di “ribollimento” del materiale.

La superficie si frattura in più punti e compaiono una frattura centrale lineare (fig. 3.21), da cui fuoriesce materiale proveniente dallo strato inferiore (2%), ed una frattura semicircolare (fig. 3.22) che abbraccia due lati del contenitore. Tale materiale si presenta in blocchi di diverse dimensioni e si accumula, in modo concentrico, intorno alla frattura simulando un cono di scorie (190 x 110 mm; fig. 3.23).

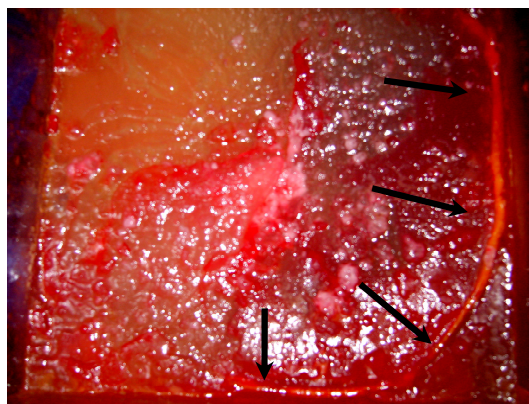
La frattura lineare al centro del contenitore è una conseguenza della migrazione della sorgente: quando una grossa quantità di fluido iniettato si accumula nell'interfaccia, il materiale inizia a risalire seguendo una traiettoria verticale e non il percorso, effettuato in precedenza, che consisteva nel percorrere l'interfaccia ed effettuare la risalita in prossimità del bordo.



**Fig. 3.20** – Cono rovescio.



**Fig. 3.21** – Frattura lineare centrale vista dall'alto.



**Fig. 3.22** – Frattura semicircolare vista dall'alto.



**Fig. 3.23** – Conetto di scorie visto dall'alto.

Gli elementi che distinguono il modello appena esaminato da quello precedente sono quattro:

- 1) formazione di un solo ramo iniziale;



- 2) assenza di un'intrusione, il fluido arriva direttamente in superficie senza subire un accumulo nel secondo strato;
- 3) migrazione della sorgente nel secondo strato;
- 4) comparsa di una frattura lineare centrale circondata da un cono di scorie.

Queste differenze sono attribuibili alle uniche modifiche apportate al secondo modello rispetto al primo e, quindi, alla diminuzione della dimensione della sorgente ed al raggiungimento di una pressione più elevata ( $6 \cdot 10^5$  Pa).

Anche in questo caso, pur aumentando la pressione, non si è creata una frattura ad anello (fig. 3.22).

In seguito, si è proseguito invertendo gli strati, quello più servile sovrasta il più rigido, e si è ridotta la differenza di concentrazione tra di essi: lo strato inferiore ha concentrazione al 2.4% e quello superiore al 2%. Gli strati hanno uno spessore identico pari a 10 cm ( $vol. = 9 \cdot 10^{-3}$  m<sup>3</sup>), per un totale di 20 cm. Per creare una condizione di sovrappressione è stato utilizzato un tubo in plastica (1 cm in diametro), collegato al contenitore, posto ad 1.65 m dal suolo.

L'esperimento inizia riempiendo il tubo con olio (160 ml;  $T_g$  13°C): la differenza tra l'altezza raggiunta dall'olio nel tubo ed il livello della gelatina nel box è pari a 62 cm: considerando la densità dell'olio (920 Kg m<sup>-3</sup>), quella della gelatina (1007 Kg m<sup>-3</sup>) ed i livelli raggiunti dai due materiali, si deduce che la sovrappressione applicata è di  $0.055 \cdot 10^5$  Pa. Il flusso dell'olio si interrompe quando la differenza tra i due livelli indicati in precedenza è  $\Delta h = 17$  cm.

L'entrata di olio nella gelatina forma un ramo che attraversa il primo strato mantenendo sempre un'inclinazione di circa 45° rispetto alla verticale; all'interfaccia subisce un leggero strozzamento, una diminuzione di ampiezza, ed un aumento di pendenza; un'ulteriore variazione di pendenza si osserva in prossimità della superficie, quando la traiettoria seguita dal ramo diventa quasi verticale (fig. 3.24).

Quando il dislivello tra acqua e gelatina è abbastanza piccolo da non permettere l'entrata del fluido nel contenitore, si interviene con il compressore creando una sovrappressione di  $0.5 \cdot 10^5$  Pa (pressione totale  $1.5 \cdot 10^5$  Pa): il ramo preesistente si allarga, dalla base al top, e, in contemporanea, si assiste alla formazione di due nuovi rami: uno rimane bloccato nel secondo strato, l'altro, arrivato all'interfaccia, si divide in due rami che proseguono nello strato più servile, con forma "a

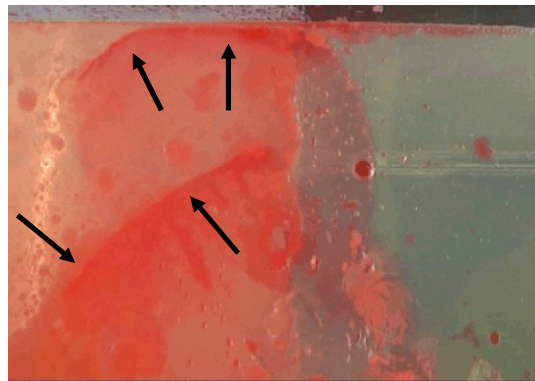
cucchiaio” (fig. 3.25). Quando intersecano la superficie, i rami formano due fratture arcuate quasi parallele tra di loro (fig. 3.26).



**Fig. 3.24** – Visione frontale dell'origine e della propagazione del primo ramo.



**Fig. 3.25** – Separazione di un ramo in due parti all'interfaccia.



**Fig. 3.26** – Visione dall'alto della traccia in superficie dei due rami.

Con l'iniezione di aria ed acqua colorata (60 ml) si osserva una distribuzione del fluido nell'interfaccia: incrementando progressivamente la pressione, da  $1.5 \cdot 10^5$  Pa a  $6 \cdot 10^5$  Pa, dal materiale accumulatosi nell'interfaccia (fig. 3.27) parte un altro ramo, concavo rispetto al centro del box e con forma a cucchiaio, che migra verso la superficie. Alla fine dell'esperienza si osserva una "rosa" di rami in corrispondenza della sorgente (fig. 3.28).





**Fig. 3.27** – Accumulo di fluido all'interfaccia.



**Fig. 3.28** – Visione frontale della "rosa" di rami alla sorgente.

Le differenze riscontrate tra questo esperimento (strato inferiore a rigidità maggiore) e quello precedente (strato inferiore a rigidità minore) sono le seguenti:

- si osserva un aumento di pendenza ed una diminuzione dell'ampiezza del ramo quando passa nel secondo strato;
- si sviluppano rami radiali rispetto alla sorgente ed a 90° tra di loro;
- si assiste allo sdoppiamento di un ramo durante il passaggio dallo strato rigido a quello servile, indicando che l'energia necessaria per la migrazione del materiale nello strato più rigido può essere divisa in due parti nel materiale a rigidità minore;
- quando diventa consistente l'accumulo di materiale all'interfaccia, da essa si genera un ramo che si propaga verso l'alto, indicando una sorta di migrazione della sorgente.

### 3.3 Discussione dei risultati

I modelli analogici a sorgente puntiforme si utilizzano per confrontare i rapporti di densità e di pressione ricavati a scala di laboratorio con quelli riscontrati in natura.

I rapporti di densità per i materiali utilizzati come mezzi analoghi sono:

- $\rho_{gelatina} / \rho_{acqua} = 1007 \text{ kgm}^{-3} / 1000 \text{ kgm}^{-3} = 1.007;$

- $\rho_{gelatina} / \rho_{aria} = 1007 \text{ kgm}^{-3} / 1.3 \text{ kgm}^{-3} = 774.62;$
- $\rho_{gelatina} / \rho_{olio} = 1007 \text{ kgm}^{-3} / 920 \text{ kgm}^{-3} = 1.09.$

I rapporti di densità presenti in natura sono:

- $\rho_{crostacontinentale} / \rho_{magmaacido} = 2700 \text{ kgm}^{-3} / 2450 \text{ kgm}^{-3} = 1.10;$
- $\rho_{crostacontinentale} / \rho_{magma gabbriico} = 2700 \text{ kgm}^{-3} / 2700 \text{ kgm}^{-3} = 1;$
- $\rho_{crostaoceanica gabbriica} / \rho_{magma gabbriico} = 2950 \text{ kgm}^{-3} / 2700 \text{ kgm}^{-3} = 1.09;$
- $\rho_{crostaoceanica peridotitica} / \rho_{magma peridotitico} = 3250 \text{ kgm}^{-3} / 2950 \text{ kgm}^{-3} = 1.10.$

I calcoli effettuati mostrano che i modelli analogici in cui si iniettano acqua gassata ed olio, sono una buona rappresentazione in scala delle condizioni naturali, in quanto i loro rapporti di densità sono prossimi a quelli riscontrati in natura tra crosta e magma; lo stesso non si può dire per i modelli in cui si inietta aria, in quanto il contrasto di densità gelatina – aria è così alto da non avere nessun riscontro in natura.

Più precisamente, il rapporto  $\rho_{gelatina} / \rho_{olio}$  sembra soddisfare le condizioni:

- $\rho_{crostacontinentale} / \rho_{magmaacido}$
- $\rho_{crostaoceanica gabbriica} / \rho_{magma gabbriico}$
- $\rho_{crostaoceanica peridotitica} / \rho_{magma peridotitico}$

Invece, la condizione  $\rho_{crostacontinentale} / \rho_{magma gabbriico}$  è meglio rappresentata dal rapporto  $\rho_{gelatina} / \rho_{acqua}$ .

Dall'interpretazione dei modelli è possibile ricavare ulteriori informazioni:

- il numero dei rami in un sistema magmatico in risalita varia in funzione della dimensione della sorgente: maggiore è il diametro della sorgente, più elevato è il numero dei rami che si forma;
- un ramo subisce uno sdoppiamento quando passa da uno strato a rigidità maggiore ad uno a rigidità più bassa;
- la formazione di una “ring fracture” avviene in un solo evento: fratture ad arco non evolvono in una frattura ad anello in quanto per il materiale è meno dispendioso, in termini di energia, risalire lungo rami esistenti che non crearne dei nuovi;

- in un overburden stratificato, in condizioni di pressione costante, un accumulo di materiale all'interfaccia può determinare una migrazione della sorgente, da una profondità maggiore ad una minore.

## Capitolo IV

### MODELLO ANALOGICO CON SORGENTE ESTESA

Gli esperimenti realizzati utilizzando sorgenti puntiformi hanno mostrato la risalita in superficie del fluido ospitato attraverso rami, diversi per numero, posizioni e dimensioni, in funzione del tipo di stratificazione utilizzata, delle condizioni di sovrappressione raggiunte e, soprattutto, delle dimensioni della sorgente.

Dall'intersezione dei rami con il top del mezzo gelatinoso si sono formate fratture anch'esse di dimensioni e forme diverse.

In genere si tratta di semicerchi che, pur aumentando la pressione esercitata e la quantità di fluido iniettato, non riescono a formare una pseudocirconferenza e quindi rappresentare una *“ring fracture”* associabile ad un processo di calderizzazione.

A questo punto si è deciso di costruire un modello analogico utilizzando una sorgente estesa o non puntiforme e di comparare i nuovi risultati con quelli ottenuti per la sorgente puntiforme.

#### 4.1 Modello analogico

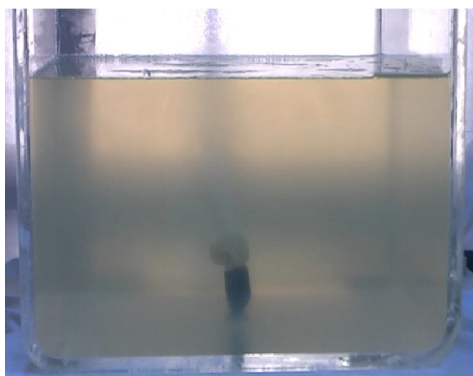
In questa nuova fase sperimentale, si utilizza gelatina con concentrazione al 2% con la quale si realizza un blocco monostratificato avente un'altezza di circa 200 mm ( $vol. = 18 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ).

Un palloncino di silicone, con diametro iniziale di 21 mm, viene utilizzato per simulare una risalita magmatica.

La sorgente viene posizionata sul fondo del contenitore in plexiglass (290 × 300 × 520 mm) e collegata ad un compressore, con manometro di precisione (fondo scala  $4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ ), attraverso una complessa rete costituita da una valvola pneumatica e tubi in plastica di vario diametro.

Il centro del palloncino dista 70 mm dalla base del contenitore e 130 mm dal top del blocco gelatinoso (fig. 4.1).

Il box in plexiglass poggia su di un tavolo alto circa 110 cm e due videocamere sono disposte in modo da ottenere riprese con visioni frontale e dall'alto.



**Fig. 4.1** - Modello analogico in gelatina con palloncino in silicone collocato sul fondo del box.

Lo scopo principale dell'esperimento è osservare le deformazioni prodotte dal plume in risalita sia in superficie che all'interno dell'overburden e misurare, con il procedere dell'esperienza, alcuni parametri tra cui:

- la variazione di pressione all'interno del palloncino;
- la relazione tra pressione esercitata e dimensione del palloncino;
- la relazione tra dimensione del palloncino e deformazione superficiale.

Un micrometro di precisione, poggiante sul bordo superiore del plexiglass, fornisce i valori della deformazione in superficie all'aumentare delle dimensioni del palloncino, e viene allontanato quando si raggiunge il punto di rottura del materiale per permettere un'accurata analisi delle fratture e della sequenza con cui si manifestano.

Tutte le misure si ricavano tenendo sotto controllo la temperatura della gelatina ( $5.5^{\circ}\text{C} \leq T_g \leq 7.3^{\circ}\text{C}$ ), la temperatura ( $21^{\circ}\text{C} \pm 1$ ) e l'umidità relativa (60%) dell'ambiente in cui si opera ed il numero di persone presenti.

Le fasi salienti dell'esperimento ed i risultati ad essi annessi in termini di pressioni, deformazioni e dimensioni del palloncino sono schematizzati nella sottostante tabella.

Step	$P_{es}$ (Pa)	Strutture osservate	$D_p$ (mm)	$w_m$ (mm)	$T_g$ °C
0	$1.01 \cdot 10^5$	0	21	0	5.5
1	$1.03 \cdot 10^5$	0	23	0	5.5
2	$1.05 \cdot 10^5$	Rigonfiamento in superficie	32	0.042	5.6
3	$1.07 \cdot 10^5$	Rigonfiamento in superficie	37	0.141	5.8
4	$1.09 \cdot 10^5$	Rigonfiamento in superficie	40	0.322	5.9
5	$1.11 \cdot 10^5$	Rigonfiamento in superficie	46	0.733	6
6	$1.13 \cdot 10^5$	Rigonfiamento in superficie	55	8	6
7	$1.13 \cdot 10^5$	Massimo rigonfiamento in superficie	135	28	6.1
8	$1.13 \cdot 10^5$	Frattura centrale	135		6.3
9	$1.09 \cdot 10^5$	Frattura laterale; sollevamento di blocchi; pieghe; fratture minori	135	50 (altezza media blocchi)	6.5
10	deflation	Sprofondamento blocco centrale; riassorbimento pieghe; faglia ad arco; cono di deformazione	21	15 (sinking blocco centrale)	6.8
11	$1.08 \cdot 10^5$	Sollevamento blocchi; pieghe	115	55 (altezza media blocchi sollevati)	6.9
12	deflation	Sprofondamento blocco centrale poligonale; cono di deformazione evidente.	21	40 (sinking blocco centrale)	7
13	$1.07 \cdot 10^5$	Assenza di nuove fratture	115	60 (altezza media blocchi sollevati)	7.3
14	deflation	Sprofondamento blocco centrale poligonale; comparsa faglia ad arco	21	45 (sinking blocco centrale)	7.3

**TABELLA 4.1**

**N:** numero di misure;

**$P_{es}$ :** pressione esercitata all'interno del palloncino;

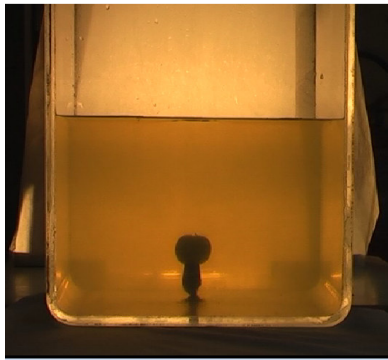
**$D_p$ :** diametro del palloncino;

**$w_m$ :** deformazione osservata in superficie.

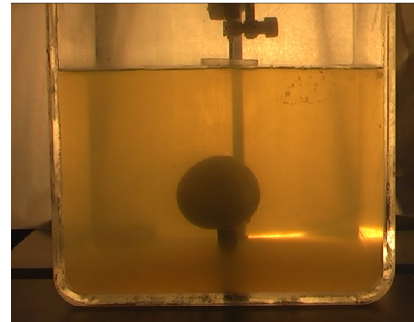
L'esperimento inizia con una fase di inflation ( $0 \leq P_{es} \leq 1.13 \cdot 10^5$  Pa) durante la quale il palloncino viene gonfiato a step (tabella 4.1): la differenza tra i vari gradini è di  $0.02 \cdot 10^5$  Pa e raggiunto il valore di pressione caratterizzante il gradino si procede con la chiusura della valvola allo scopo di mantenere costante la pressione durante le operazioni di misura e di verificarne l'effetto sul plume dopo un certo tempo.

Nel I step ( $1.03 \cdot 10^5$  Pa) il palloncino assume una forma perfettamente sferica, ma le sue dimensioni cambiano debolmente (23 mm; fig. 4.2).

Tra il II ed il V step ( $1.05 \cdot 10^5$  Pa  $\leq P_{es} \leq 1.11 \cdot 10^5$  Pa) le dimensioni del palloncino aumentano in modo graduale (32 mm – 46 mm; fig. 4.3) e la deformazione in superficie è rilevata dallo strumento micrometrico (0.042 mm – 0.733 mm).



**Fig. 4.2** – Condizioni del palloncino durante il I step.



**Fig. 4.3** – Condizioni del palloncino tra il II ed il V step.

In queste fasi il palloncino ha una forma perfettamente sferica, ma la sua crescita è lenta in quanto contrastata dalla pressione esercitata dall'overburden. Solo vincendo tale pressione il plume analogico può continuare la sua crescita: in termini di pressione ciò si verifica quando la pressione all'interno del palloncino supera la pressione esercitata dal carico litostatico che agisce sul suo top.

Più precisamente, il valore della pressione esercitata dal carico litostatico, che coincide con quella alla quale il palloncino si trova in condizioni di equilibrio idrostatico, è dato da:

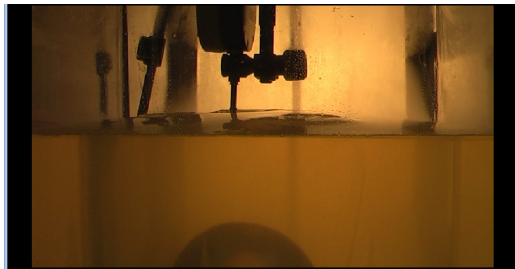
$$\rho gh = 1007 \text{ kgm}^{-3} \times 9.8 \text{ ms}^{-2} \times 0.12 \text{ m} = 1184.2 \text{ Pa}$$

dove  $\rho$  = densità della gelatina;  $g$  = accelerazione di gravità;  $h$  = profondità alla quale si trova il top del palloncino rispetto alla superficie libera.

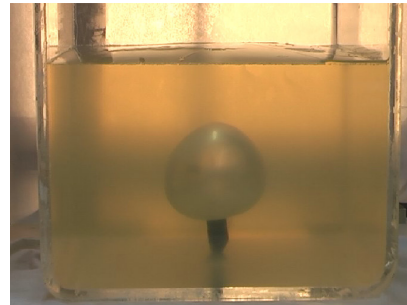
Aggiungendo la pressione atmosferica ( $P_a$ ) si ottiene un valore di  $1.025 \cdot 10^5$  Pa: in condizioni di equilibrio idrostatico il campo di stress del modello è  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \rho gh + P_a = 1.025 \cdot 10^5$  Pa.

Quindi, per pressioni  $< 1.025 \cdot 10^5$  Pa il plume subisce il carico litostatico e lo dimostra non riportando modifiche alla sua dimensione di partenza; alla pressione di  $1.025 \cdot 10^5$  Pa si trova in condizioni di equilibrio idrostatico; per valori  $> 1.025 \cdot 10^5$  Pa il palloncino perde la condizione di equilibrio ed inizia a crescere e, di conseguenza, a deformare l'overburden.

Il valore di pressione che possiamo definire risultare critico per il modello è  $1.13 \cdot 10^5$  Pa: raggiunto tale valore il palloncino ha una crescita a simmetria sferica fino al raggiungimento dei 55 mm circa, ai quali corrisponde una deformazione della superficie libera di 8 mm rilevabile ad occhio nudo, oltre che con il micrometro di precisione (fig. 4.4). Raggiunte le suddette dimensioni il modello rimane in una fase di stasi per qualche secondo e subito dopo, il plume assume una forma ad uovo (fig. 4.5).



**Fig. 4.4** – Misura della deformazione dell'overburden con micrometro digitale.



**Fig. 4.5** – Visione frontale della forma ad "uovo" assunta dal palloncino.

La forma ad uovo deriva dal fatto che verso l'alto il palloncino trova una via di crescita preferenziale, rappresentata dalla superficie libera: una zona non vincolata che esercita una pressione minore rispetto a quella esercitata lateralmente dai bordi del contenitore.

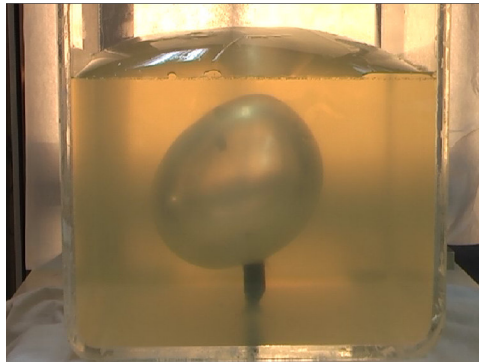
La forma ad uovo fa sì che lo sforzo principale  $\sigma_1$  abbia la massima concentrazione nell'apice del plume: è proprio la punta del palloncino che, come un cuneo, si fa strada nell'overburden.

Vinta la resistenza esterna, la forma del palloncino diventa nuovamente sferica, ma le sue dimensioni crescono velocemente fino al raggiungimento del valore

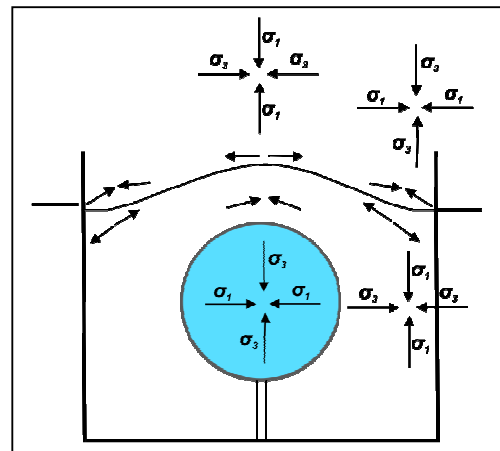


massimo registrato (fig. 4.6) sia per le dimensioni del palloncino (135 mm) che per il rigonfiamento della superficie del modello (28 mm).

La spinta esercitata dalla crescita del plume deforma la superficie libera del modello inarcandola. Il campo di stress agente sulla superficie inarcata è simile a quello di una piastra vincolata soggetta a bending (fig. 4.7): la parte concava è caratterizzata da una distensione in periferia, data da un  $\sigma_1$  verticale ed un  $\sigma_3$  orizzontale, e da compressione nella parte centrale con  $\sigma_1$  orizzontale; la parte convessa presenta, nella zona centrale, una distensione, associata ad un  $\sigma_1$  verticale ed un  $\sigma_3$  orizzontale, e ai bordi compressione, in quanto lo sforzo principale ( $\sigma_1$ ) diventa orizzontale e quello minimo ( $\sigma_3$ ) si dispone verticalmente.



**Fig. 4.6** – Massima deformazione superficiale.

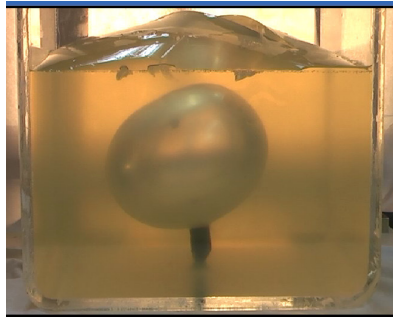


**Fig. 4.7** – Rappresentazione del campo di stress agente sulla superficie del modello.

A questa fase segue la comparsa della deformazione fragile.

Per una pressione costante di  $1.13 \cdot 10^5$  Pa, la deformazione fragile della superficie inizia quando il plume si trova ad una distanza di circa 20 mm sotto la superficie libera: la prima frattura nasce ad una distanza di circa 30 mm dal bordo del plexiglass, attraversa la parte centrale del modello e termina in prossimità del bordo opposto, quasi alla stessa distanza (fig. 4.8 - fig. 4.9). Si tratta di una frattura profonda in media 25 mm che si propaga dal basso verso l'alto, in quanto la zona immediatamente al di sotto della superficie è quella sottoposta per prima allo sforzo tensile. Quando la crescita della prima frattura è terminata, inizia l'evoluzione di un'altra frattura che parte da un'estremità del contenitore e si

propaga verso la frattura iniziale fino a congiungersi completamente ad essa (fig. 4.10). Anche la seconda frattura ha una profondità media di 25 mm. Il sistema di fratture finale assume la forma di una stella a tre rami disposti a circa  $120^\circ$  l'uno dall'altro (fig. 4.11 – fig. 4.12).



**Fig. 4.8** – Visione frontale della frattura centrale.



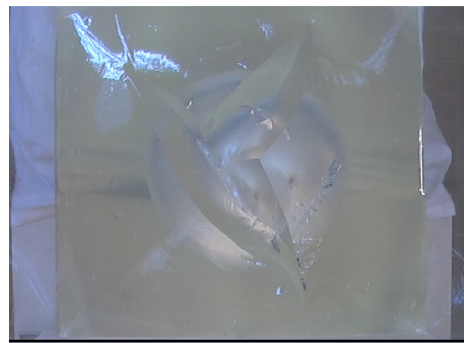
**Fig. 4.9** – Visione dall'alto della frattura centrale.



**Fig. 4.10** – Visione dall'alto della partenza della seconda frattura.



**Fig. 4.11** – Visione frontale del sistema di fratture a tre rami.



**Fig. 4.12** – Visione dall'alto del sistema di fratture a tre rami.

La fratturazione di strati al di sopra di un'intrusione avviene in modi diversi in funzione di alcuni fattori, quali la forma del bending, le proprietà reologiche di ogni singolo strato ed il rapporto lunghezza / spessore degli strati.

Nel modello analogico in oggetto la prima frattura inizia a formarsi in periferia in quanto in questa zona è presente la massima deformazione distensiva data dalla somma dello strain associato al bending e di quello associato allo stretching.

È stato calcolato lo stress deviatorico al momento della fratturazione  $\sigma'$  ponendo:

$$\sigma' = \sigma_1 - \sigma_3 = P_f = P_{es} + \rho gh \quad (4.1)$$

dove  $\sigma_1$  = sforzo principale massimo;

$\sigma_3$  = sforzo principale minimo;

$P_f$  = pressione nel palloncino al momento della fratturazione;

$P_{es}$  = pressione esercitata =  $P_c + P_a$ ;

$P_c$  = pressione immessa con il compressore;

$P_a$  = pressione atmosferica;

$\rho gh$  = carico litostatico esercitato dalla gelatina.

Si ricava che:

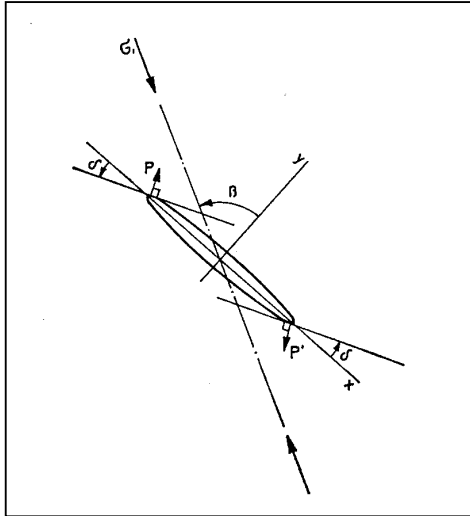
$$\sigma' = \sigma_1 - \sigma_3 = P_f = 1184.2 Pa + 1.13 \cdot 10^5 Pa = 1.14 \cdot 10^5 Pa \quad (4.2)$$

È possibile dedurre il valore dello sforzo principale massimo  $\sigma_1$  al momento della fratturazione utilizzando lo stress deviatorico,  $\sigma' = 1.14 \cdot 10^5 Pa$ , e mantenendo costante  $\sigma_3 = 1.025 \cdot 10^5 Pa$  durante l'intero processo:

$$\sigma_1 = \sigma' + \sigma_3 = 1.14 \cdot 10^5 Pa + 1.025 \cdot 10^5 Pa = 2.165 \cdot 10^5 Pa \quad (4.3)$$

La frattura inizia formando un angolo con la direzione di  $\sigma_1$  che si approssima ai 45°, nel rispetto del criterio di Griffith. In base a tale criterio, in condizioni di compressione, la propagazione di una frattura inizia quando lo stress tensile massimo intorno ad un crack raggiunge un valore critico dipendente, fondamentalmente, dal tipo di materiale. La posizione dei punti di massimo stress tensile intorno ad una frattura di forma ellittica è indicata con  $P$  e  $P'$  in figura 4.13:

in questi punti le tangenti al bordo della frattura formano un angolo  $\delta$  con l'asse maggiore della stessa frattura.



**Fig. 4.13** – Rappresentazione di una frattura in compressione con le posizioni ( $P - P'$ ) dello stress tensile massimo e con la direzione di distensione della frattura (Jaeger – Cook, 1976).

Per fratture aperte, le tangenti sono inclinate in modo tale che:

$$\delta = 2\beta - \pi/2 \quad (4.4)$$

dove  $\beta$  è l'angolo che la normale alla frattura  $y$  forma con la direzione dello stress principale massimo  $\sigma_1$  e che soddisfa la condizione:

$$\cos 2\beta = -1/2(\sigma_1 - \sigma_2)/(\sigma_1 + \sigma_2)$$

In caso di fratture chiuse, le tangenti formano con l'asse maggiore della frattura un angolo  $\delta$  dato da:

$$\delta = \pi/4 \quad (4.5)$$

In questo secondo caso  $\beta$  soddisfa la seguente condizione:

$$\tan 2\beta = -1/\mu$$

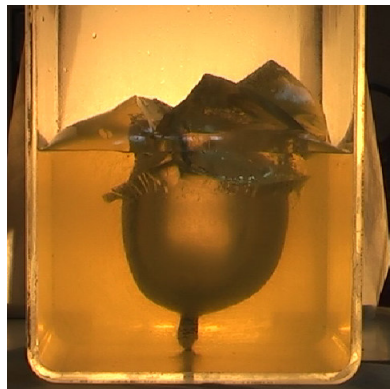
dove  $\mu$  è un coefficiente di attrito.

Con l'evolversi del processo di fratturazione, si dovrebbe assistere ad una rotazione della frattura che tende a porsi parallelamente all'asse dello stress principale massimo  $\sigma_I$ .

Nel modello analogico, l'inizio del processo di fratturazione è seguito da una brusca decompressione: la pressione misurata all'interno del plume scende a  $1.09 \cdot 10^5$  Pa.

È in queste condizioni di pressione ( $1.09 \cdot 10^5$  Pa) che la prima frattura vede completata la sua crescita, si sviluppa la seconda e si assiste ad un aumento della complessità della deformazione superficiale.

Infatti, mantenendo costante la pressione ( $1.09 \cdot 10^5$  Pa), i tre rami si aprono e blocchi di overburden, delimitati dai tre rami, si sollevano raggiungendo un'altezza media di 50 mm (fig. 4.14). Si forma una struttura a simmetria quasi circolare, con asse lungo di 240 mm ed asse corto di 220 mm, circondata da pieghe (fig. 4.15); compaiono fratture di piccole dimensioni, normali alle principali, che realizzano un'ulteriore suddivisione dei blocchi sollevati.



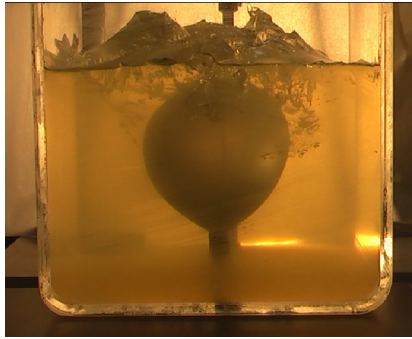
**Fig. 4.14** - Blocchi sollevati durante la fase di massima inflation.



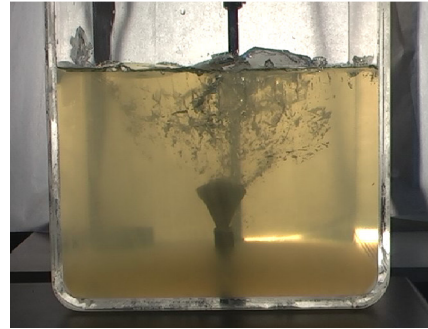
**Fig. 4.15** – Visione dall'alto delle pieghe.

La fase di inflation è seguita da una deflation (step X, tabella 4.1): si induce una lenta fuoriuscita di aria dal palloncino, utilizzando la valvola pneumatica (fig. 4.16). Gli effetti più evidenti di questa fase sono essenzialmente quattro: 1) compare una faglia ad arco; 2) si assiste ad un riassorbimento quasi totale dei blocchi sollevati e solo piccoli pezzi ormai dislocati non rientrano (fig. 4.17); 3) è evidente un blocco

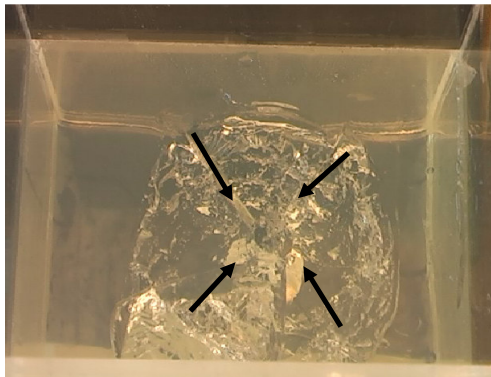
centrale poligonale sprofondato di circa 15 mm (fig. 4.18); 4) si osserva un cono di deformazione, esteso dalla superficie fino al top del palloncino, avente una lunghezza di circa 100 mm, dalla superficie libera, ed il diametro di base di 200 mm (fig. 4.19).



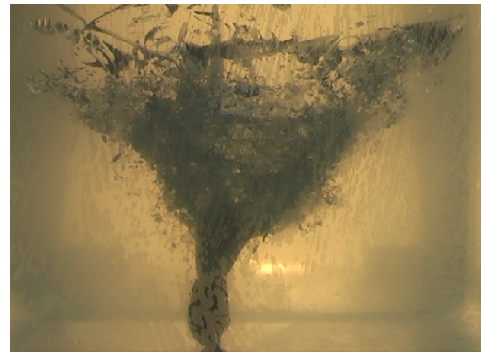
**Fig. 4.16** – Visione frontale della fase di deflation nello stadio iniziale.



**Fig. 4.17** - Riassorbimento dei blocchi al termine della fase di deflation.



**Fig. 4.18** – Delimitazione della zona centrale collassata.



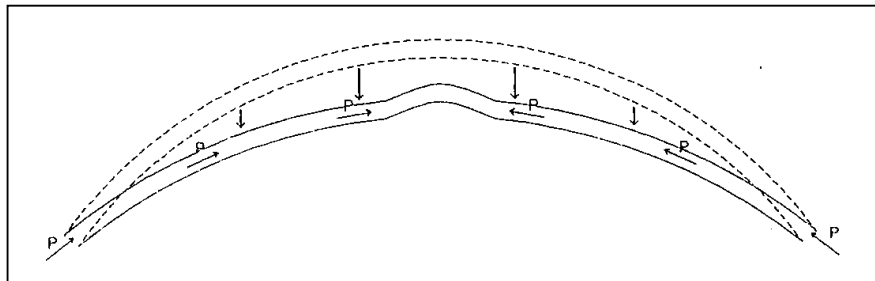
**Fig. 4.19** – Visione frontale del cono di deformazione.

È da sottolineare che durante la fase di inflation non viene asportato materiale dal modello: si forma un cono di materiale deformato, quindi fratturato e debolmente dislocato, ma viene conservata la massa dell'intero overburden.

Durante la fase di deflation il campo di stress al quale è soggetta la superficie del modello è alquanto complicato: la comparsa di una faglia ad arco ed il

riassorbimento delle pieghe indicano che la fase compressiva viene sostituita da una nuova distensione.

All'inizio della deflation, si assiste allo sprofondamento di circa 15 mm della parte centrale del modello, rappresentata dal blocco di forma poligonale compreso tra le tre fratture principali; in seguito, avviene la discesa dei semiarchi laterali. Durante la deflation si ha distensione in prossimità dei bordi del contenitore, ma i semiarchi discendendo esercitano compressione sul blocco centrale che, di conseguenza, risulta compresso e spinto verso l'alto con effetto "spremitura". È un processo molto simile alla risorgenza calderica (fig. 4.20)



**Fig. 4.20** – Deformazione associata al processo di risorgenza calderica (Luongo et al., 1992).

L'esperimento continua con una nuova fase di inflation (step XI, tabella 4.1): è da notare che il plume vince la resistenza dell'overburden in condizioni di pressione inferiore ( $1.08 \cdot 10^5$  Pa) rispetto al primo ciclo di inflation ( $1.13 \cdot 10^5$  Pa), a testimonianza del fatto che il suo percorso è già stato tracciato durante la fase precedente; non dovendo rompere l'overburden necessita di minore energia per risalire e, per lo stesso motivo, non assume la forma ad uovo ma rimane sempre perfettamente sferico.

Con una pressione costante ( $1.08 \cdot 10^5$  Pa), il palloncino cresce lentamente, ma senza interruzioni o fasi di stasi e, per una dimensione del suo diametro di circa 115 mm, genera il sollevamento dei blocchi in superficie portandoli ad un'altezza maggiore rispetto al caso precedente (55 mm). In questa fase ricompaiono le pieghe.

Ne risulta che il plume, avendo già un percorso tracciato, ha bisogno di una pressione minore e di minori dimensioni per deformare l'overburden in modo più

incisivo rispetto al caso precedente. Infatti, essendo il materiale già fagliato, uno sforzo minore può determinare una maggiore deformazione.

Un'ulteriore deflation (step XII, tabella 4.1) comporta una maggiore deformazione del cono, la comparsa di altre faglie ad arco ed uno sprofondamento del blocco centrale poligonale di altri 25 mm, portandolo ad un dislivello rispetto alla superficie libera di 40 mm.

Alla deflation segue un nuovo rigonfiamento del palloncino (step XIII): riprende un ciclo di deformazione identico alla seconda inflation (rigonfiamento graduale con assenza di stasi) ma il plume vince la resistenza dell'overburden per un valore di pressione ( $1.07 \cdot 10^5$  Pa) ulteriormente più basso ed i blocchi sono sollevati di circa 60 mm. Andando avanti l'overburden risulta sempre più deformato permettendo al plume di arrivare in superficie compiendo un lavoro minore.

Durante l'ultima deflation (step XIV) gli unici elementi da sottolineare sono l'ulteriore sprofondamento del blocco centrale di gelatina di circa 5 mm, portando la totale subsidenza a circa 45 mm, e la comparsa di una nuova faglia ad arco.

Il modello analogico a sorgente estesa dimostra che in presenza di un plume in risalita il processo di fratturazione porta alla formazione di una giunzione tripla in quanto questa è la configurazione che richiede minore energia.

## **4.2 Concentrazione degli stress intorno alla sorgente ed applicazione al modello analogico**

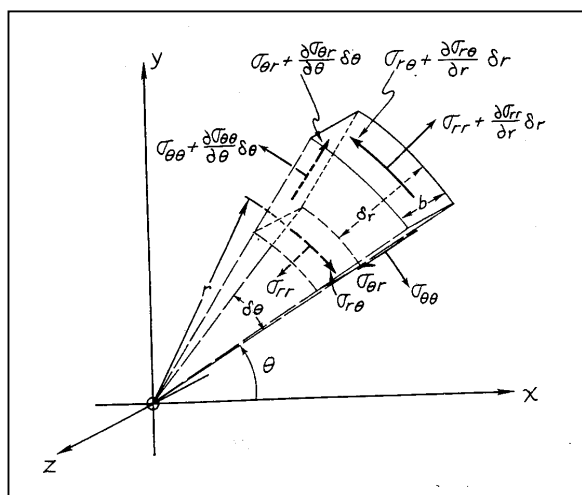
Il campo di stress agente sul modello analogico a sorgente estesa, realizzato con dimensioni tali da rispettare le condizioni di spazio semi infinito, è simile a quello di una piastra elastica al cui centro è posto un foro di forma circolare: la piastra è paragonabile al mezzo gelatinoso ed il foro è una rappresentazione del palloncino. Di seguito si determinano: gli sforzi presenti in tali condizioni, in termini di coordinate polari; si calcola l'influenza del foro sul campo di stress della placca ospite, sia in condizioni stazionarie che se sottoposto ad incrementi di pressione; riportando l'attenzione sull'esperimento, si realizza una misura della variazione di due sforzi principali ( $\sigma_{rr}$ ;  $\sigma_{\theta\theta}$ ) in funzione della pressione esercitata all'interno del palloncino.

Le traiettorie degli stress principali intorno ad un foro circolare in una placca di estensione infinita sono radiali e concentrici rispetto al foro.



Per analizzare il campo di stress sfruttando la teoria dell'elasticità si effettuano due assunzioni: 1) la placca elastica, contenente il foro, ha un'estensione orizzontale infinita; 2) il materiale utilizzato è omogeneo, isotropo e linearmente elastico.

Si consideri un piccolo elemento tagliato del corpo sferico (fig. 4.21): la posizione dell'elemento più vicino all'origine "0" è definita da una distanza radiale,  $r$ , e da un angolo,  $\theta$ , tra le direzioni  $r$  ed  $x$ ;  $\sigma_{rr}$  è lo stress normale in direzione radiale e  $\sigma_{\theta\theta}$  è lo stress circumferenziale o tangenziale che agisce in direzione  $\theta$ ;  $\sigma_{r\theta}$  e  $\sigma_{\theta r}$  sono gli stress normali il cui primo pedice indica la normale al piano su cui lo stress agisce (Johnson, 1970).



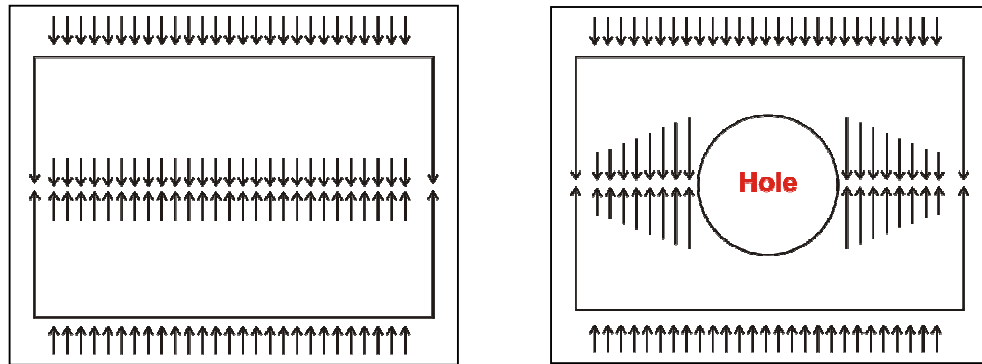
**Fig. 4.21** – Rappresentazione del campo di stress di un piccolo elemento di un foro espresso in coordinate polari (Johnson, 1970).

Esiste un gradiente degli stress lungo l'ampiezza e l'altezza dell'elemento tale che gli stress, su facce opposte dello stesso elemento, risultano differenti.

Inoltre, le somme delle forze nelle direzioni  $r$  e  $\theta$  devono essere nulle affinché l'elemento si trovi in condizioni di equilibrio, quindi  $\Sigma F_r = 0$  e  $\Sigma F_\theta = 0$ .

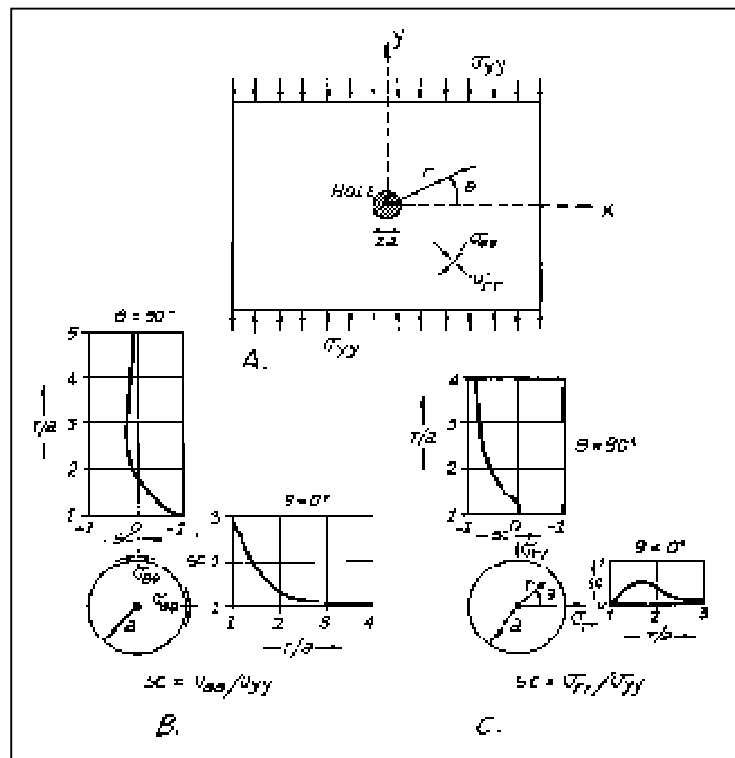
Definiti gli sforzi in coordinate polari, si passa all'analisi della concentrazione degli stessi sforzi intorno ad un foro circolare contenuto in una piastra.

La presenza di un foro altera lo stato di stress nelle sue vicinanze – gli stress in vicinanza del foro sono maggiori di quelli applicati sul bordo del materiale (fig. 4.22) - e causa una *stress concentration* ( $sc$ ) nel suo intorno, definita come il rapporto tra lo stress applicato in un punto qualsiasi del mezzo e gli stress uniformi applicati al confine del corpo (Johnson, 1970).



**Fig. 4.22** - Ridistribuzione degli stress in prossimità di un foro in una placca: in presenza di un foro, gli stress diminuiscono dai bordi del foro verso i margini della placca (modificata da Johnson, 1970).

Se si suppone che la placca sia uniformemente caricata lungo un bordo con uno stress  $\sigma_{yy}$  (fig. 4.23a) e si considera la *stress concentration* sia rispetto ad uno stress in direzione radiale ( $\sigma_{rr}$ ) che ad uno in direzione tangenziale o circumferenziale ( $\sigma_{\theta\theta}$ ), i due rapporti analizzati saranno, rispettivamente,  $\sigma_{rr} / \sigma_{yy}$  e  $\sigma_{\theta\theta} / \sigma_{yy}$ .



**Fig.4.23** – Placca contenente un foro circolare di raggio  $a$  e soggetta a carico uniassiale  $\sigma_{yy}$ . Variazione della concentrazione degli stress tangenziale  $\sigma_{\theta\theta}$  (B) e radiale  $\sigma_{rr}$  (C) sia in direzione verticale che orizzontale (Johnson, 1970).

Le figure 4.23b e 4.23c mostrano le relazioni tra la *stress concentration* e la distanza dall'orlo del foro ( $r$ ) sia in direzione verticale ( $\theta = 90^\circ$ ), lungo la direzione  $y$ , che in quella orizzontale ( $\theta = 0^\circ$ ), lungo  $x$ .

Si osservi la variazione della concentrazione dello stress radiale ( $\sigma_{rr}$ ):

- lungo la direzione  $y$  ( $\theta = 90^\circ$ ),  $\sigma_{rr}$  è zero al limite del foro ed è quasi uguale al valore dello stress applicato ( $\sigma_{yy}$ ) ad una distanza di 3 raggi,  $r = 3a$ ;
- lungo la direzione  $x$  ( $\theta = 0^\circ$ ),  $\sigma_{rr}$  è nullo al limite del foro, raggiunge un valore di  $\sigma_{yy} / 2$  ad una distanza di un raggio e mezzo e ritorna a zero ad una distanza di circa 3 raggi (fig. 4.23c).

Per la variazione della concentrazione dello stress tangenziale ( $\sigma_{\theta\theta}$ ) la situazione può essere così riassunta:

- lungo  $y$  ( $\theta = 90^\circ$ ),  $\sigma_{\theta\theta}$  è nullo ad una distanza di circa 3 raggi,  $r = 3a$ , diventa -1 sul bordo del palloncino così che se lo stress applicato ( $\sigma_{yy}$ ) è compressivo, lo stress tangenziale è tensile al top del foro. La magnitudo dello stress tangenziale è uguale alla magnitudo dello stress applicato;
- lungo la direzione  $x$  ( $\theta = 0^\circ$ ),  $\sigma_{\theta\theta}$  è uguale a 3 volte lo stress applicato ( $\sigma_{yy}$ ) al bordo del foro e diventa uguale allo stress applicato ad una distanza di 3 raggi (fig. 4.23b).

Quindi, sui lati del foro la magnitudo dello stress tangenziale è 3 volte la magnitudo dello stress applicato. Se lo stress applicato è compressivo, lo stress tangenziale è compressivo; se lo stress applicato è tensile, anche lo stress tangenziale è tensile ma tre volte più intenso.

Dall'analisi effettuata si deduce che la placca elastica è influenzata dal foro solo all'interno di un'area pari a circa 3 volte il raggio del foro, a partire dal suo centro (Johnson, 1970).

Nel caso del modello analogico, il palloncino ha un raggio di circa 10.5 mm, pertanto la sua presenza altera il campo di stress del mezzo gelatinoso per una distanza  $r$  di circa 31.5 mm.

Quando all'interno del palloncino viene esercitata una pressione, il campo di stress dell'intero mezzo ospite ne risulta modificato: in questo caso il campo di stress è paragonabile a quello di una piastra infinita contenente un foro pressurizzato.

Se si sceglie di porre come condizioni limite

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = \theta \quad \text{per } r \rightarrow \infty$$

$$\sigma_{rr} = p \quad \text{per } r = r_0$$

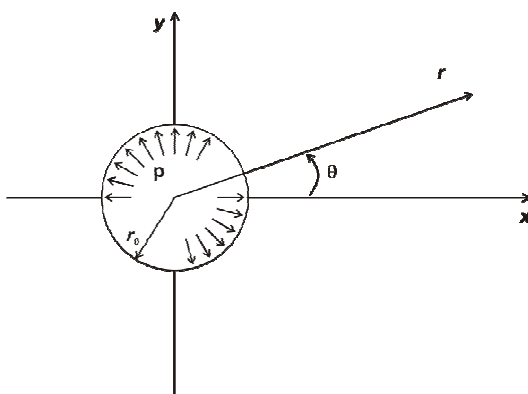
le componenti dello stress sono le seguenti:

$$\sigma_{rr} = p \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (4.6)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = -p \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \quad \text{per } r \geq r_0 \quad (4.7)$$

$$\sigma_{r\theta} = 0 \quad (4.8)$$

Si indica con  $p$  la pressione esercitata all'interno del palloncino, con  $r_0$  il suo raggio;  $r$  è la distanza dal centro del foro e  $\theta$  è l'angolo che la direzione  $r$  forma con la direzione  $x$  (fig. 4.24).



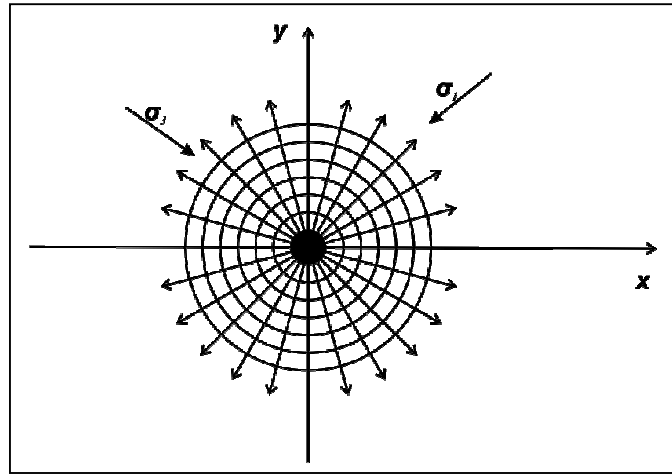
**Fig. 4.24** – Palloncino sottoposto a pressione, rappresentato da un foro circolare collocato in una piastra elastica (modificata da Johnson, 1970).

La pressione esercitata sul bordo del palloncino è uniforme, pertanto gli stress ad una distanza radiale  $r$  sono gli stessi indipendentemente dalla posizione intorno al foro: essi possono variare al cambiare di  $r$ , ma sono indipendenti da  $\theta$ .

In base alle componenti degli stress nella piastra, gli stress normali radiale  $\sigma_{rr}$  e circonferenziale  $\sigma_{\theta\theta}$  hanno la stessa intensità ma segno opposto e diminuiscono rapidamente in proporzione al quadrato della distanza dall'orlo del foro circolare.

Gli stress normali massimi si trovano intorno all'orlo del foro dove essi hanno la stessa magnitudo della pressione esercitata nel foro.

Gli stress normali radiale  $\sigma_{rr}$  e circumferenziale  $\sigma_{\theta\theta}$  sono stress principali perché gli stress di taglio sono nulli sul bordo dell'elemento polare. Quindi, le traiettorie degli stress principali sono radiali e concentriche: la direzione radiale è quella di compressione massima  $\sigma_1$  e la direzione tangenziale è quella di compressione minima  $\sigma_3$  (fig. 4.25).



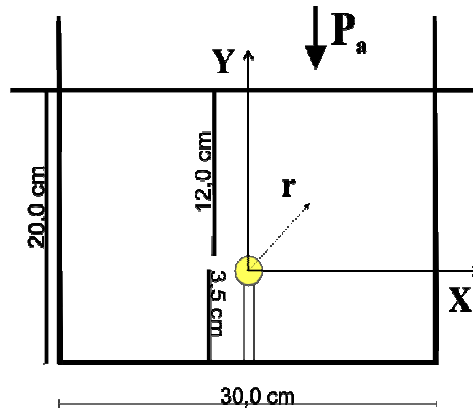
**Fig. 4.25** – Distribuzione dello stress compressivo massimo  $\sigma_1$  e dello stress compressivo minimo  $\sigma_2$  (modificata da Johnson, 1970).

Nel modello analogico il palloncino è sottoposto ad uno sforzo uniassile ( $\sigma_{yy}$ ) costituito dal carico litostatico ( $\rho gh$ ) a cui va sommata la pressione atmosferica ( $P_a$ ).

Il valore del carico litostatico è, come calcolato in precedenza,  $\rho gh = 1184.2 \text{ Pa}$  dove  $h \sim 120 \text{ mm}$  è la profondità alla quale è posizionato il palloncino (130 mm), calcolata dalla superficie libera al centro del palloncino, meno il raggio di quest'ultimo  $r_0 = 10.5 \text{ mm}$ .

Quindi, lungo la direzione  $y$ , sulla superficie della gelatina agisce solo  $P_a$ , invece sul top del palloncino esiste l'azione di  $\sigma_{yy}$  rappresentato di seguito (fig. 4.26):

$$\sigma_{yy} = \rho gh + P_a = 1184.2 \text{ Pa} + 101325 \text{ Pa} = 1.025 \cdot 10^5 \text{ Pa} \quad (4.9)$$



**Fig. 4.26** – Rappresentazione schematica del modello analogico.

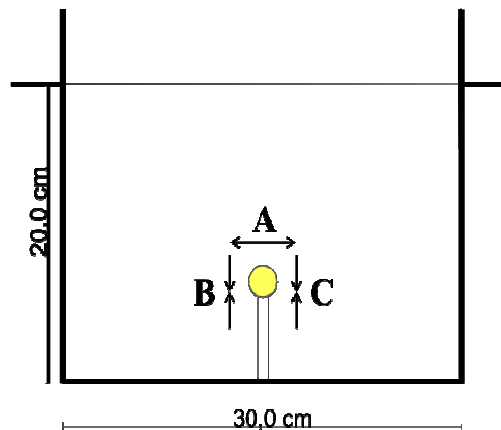
Analizziamo il campo di stress intorno al palloncino, che paragoniamo ad un foro circolare posto in una piastra elastica infinita, indicando con  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$ , rispettivamente, gli stress radiale e tangenziale, con  $r$  la distanza dal centro del palloncino e con  $r_0$  il suo raggio.

Lungo la direzione  $y$ :

- $\sigma_{rr} = 0$  per  $r = r_0$ : lo sforzo radiale è nullo sul bordo del palloncino.
- $\sigma_{rr} = \sigma_{yy} = 1.025 \cdot 10^5$  Pa per  $r = 3 r_0 = 31.5$  mm: lo sforzo radiale è uguale allo stress applicato  $\sigma_{yy}$  ad una distanza pari a tre volte il raggio del palloncino.
- $\sigma_{\theta\theta} = -\sigma_{yy} = -1.025 \cdot 10^5$  Pa per  $r = r_0$ : lo stress tangenziale sul top del palloncino ha la stessa magnitudo ma verso opposto dello sforzo uniassiale applicato, essendo  $\sigma_{yy}$  compressivo  $\sigma_{\theta\theta}$  risulterà tensile (fig. 4.27, punto A).
- $\sigma_{\theta\theta} = 0$  per  $r = 3 r_0 = 31.5$  mm: lo stress tangenziale è nullo ad una distanza pari a tre volte il raggio del palloncino.

Lungo la direzione  $x$ :

- $\sigma_{rr} = 0$  per  $r = r_0$ : lo sforzo radiale è nullo sul bordo del palloncino.
- $\sigma_{rr} = \sigma_{yy} / 2 = 5.13 \cdot 10^4$  Pa per  $r = r_0 + 1/2 r_0 = 15.8$  mm: lo sforzo radiale è uguale alla metà dello sforzo applicato  $\sigma_{yy}$  ad una distanza pari ad una volta e mezzo il raggio del palloncino.
- $\sigma_{\theta\theta} = 3 \sigma_{yy} = 3.08 \cdot 10^5$  Pa per  $r = r_0$ : sul bordo del palloncino lo sforzo tangenziale ha lo stesso verso dello sforzo applicato, pertanto è compressivo, ma è tre volte più intenso (fig. 4.27, punti B e C);
- $\sigma_{\theta\theta}$  diminuisce per  $r = 3 r_0 = 31.5$  mm.



**Fig. 4.27** – Distribuzione degli sforzi sulla superficie del palloncino.

Quindi, come detto sopra, la distribuzione dello stress all'interno del mezzo gelatinoso risulta influenzata dalla presenza del palloncino, in condizioni statiche, fino ad una distanza massima dal centro del palloncino  $r$  pari a tre volte il raggio dello stesso corpo sferico  $r_0$ , quindi per  $r = 31.5$  mm. Per valori superiori a quest'ultimo il campo di stress della gelatina non è perturbato dalla presenza del palloncino.

Con le equazioni 4.6, 4.7 e 4.8 (Johnson, 1970), che rappresentano il campo di stress in una placca elastica infinita contenente un foro pressurizzato, è possibile calcolare il valore degli stress  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$  in un qualsiasi punto  $Q$  del modello analogico posto ad una distanza  $r$  dal centro del palloncino.

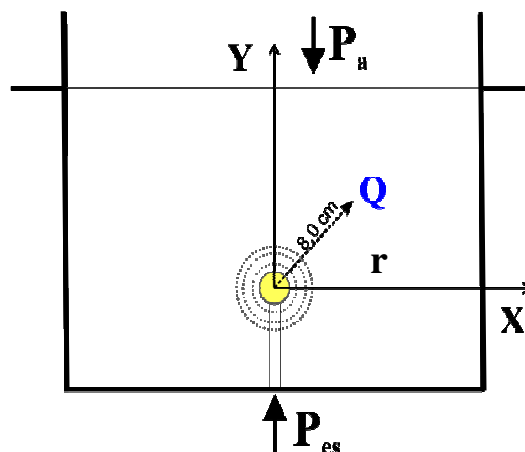
Quest'ultimo è condotto all'espansione per incremento della pressione al suo interno  $P_{es}$ .

In questa fase, viene stabilita una distanza  $r$  (fig. 4.28) che rimane costante durante l'intera trattazione fisico – matematica, e misuriamo le variazioni di  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$  nel punto  $Q$  in funzione della pressione esercitata all'interno del corpo sferico ( $P_{es}$ ) e del suo raggio ( $r_0$ ).

I due stress possono anche essere indicati con  $\sigma_1$  e  $\sigma_3$  in quanto si tratta di sforzi principali, dato che, come detto sopra, gli sforzi di taglio sulla superficie del palloncino sono nulli. La distanza scelta per le misure è  $r = 80$  mm.

Come specificato, il palloncino si trova in condizioni di equilibrio idrostatico, con il mezzo circostante, per un valore della pressione interna  $P_{es} = 1.025 \cdot 10^5$  Pa: si parte da questo valore di pressione per il calcolo delle componenti del campo di

stress; si continua con l'esame dei valori di pressione successivi e si conclude con il valore di  $P_{es}$  corrispondente al punto di rottura del materiale. I risultati sono riportati in tabella 4.2.



**Fig. 4.28** – Schematizzazione del calcolo di  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$  in un punto  $Q$  del modello analogico posto ad una distanza  $r$  dal centro del palloncino.

$P_{es}$ (Pa)	$r_0$ (mm)	$r$ (mm)	$\sigma_{rr}$ (Pa)	$\sigma_{\theta\theta}$ (Pa)
$1.025 \cdot 10^5$	11	80	1948	-1948
$1.03 \cdot 10^5$	11.5	80	2060	-2060
$1.05 \cdot 10^5$	16	80	4200	-4200
$1.07 \cdot 10^5$	18.5	80	5350	-5350
$1.09 \cdot 10^5$	20	80	6813	-6813
$1.11 \cdot 10^5$	23	80	8880	-8880
$1.13 \cdot 10^5$	27.5	80	13560	-13560
$1.13 \cdot 10^5$	67.5	80	80230	-80230

**TABELLA 4.2**

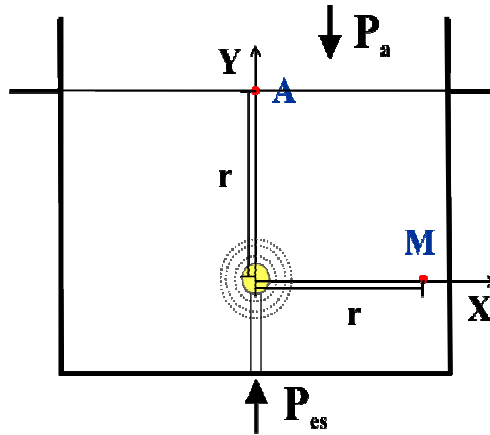
Si riportano i valori di  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$  nel punto  $Q$  al variare della pressione esercitata nel palloncino ( $P_{es}$ ).

Il segno positivo di  $\sigma_{rr}$  indica una compressione e quello negativo di  $\sigma_{\theta\theta}$  indica una distensione.

In una fase successiva, calcoliamo i valori di  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$  per una distanza  $r = 130$  mm che corrisponde alla superficie libera (A), lungo la direzione  $y$ , e ad un punto (M),



localizzato a circa 20 mm dal bordo del box, lungo la direzione  $x$  (fig. 4.29). I risultati sono riassunti in tabella 4.3.



**Fig. 4.29** – Rappresentazione dei punti  $A$  ed  $M$  in cui si calcolano i valori di  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$ .

$P_{es}$ (Pa)	$r_0$ (mm)	$r$ (mm)	$\sigma_{rr}$ (Pa)	$\sigma_{\theta\theta}$ (Pa)
$1.025 \cdot 10^5$	11	130	718	-718
$1.03 \cdot 10^5$	11.5	130	824	-824
$1.05 \cdot 10^5$	16	130	1575	-1575
$1.07 \cdot 10^5$	18.5	130	2140	-2140
$1.09 \cdot 10^5$	20	130	2616	-2616
$1.11 \cdot 10^5$	23	130	3330	-3330
$1.13 \cdot 10^5$	27.5	130	5085	-5085
$1.13 \cdot 10^5$	67.5	130	30510	-30510

**TABELLA 4.3**

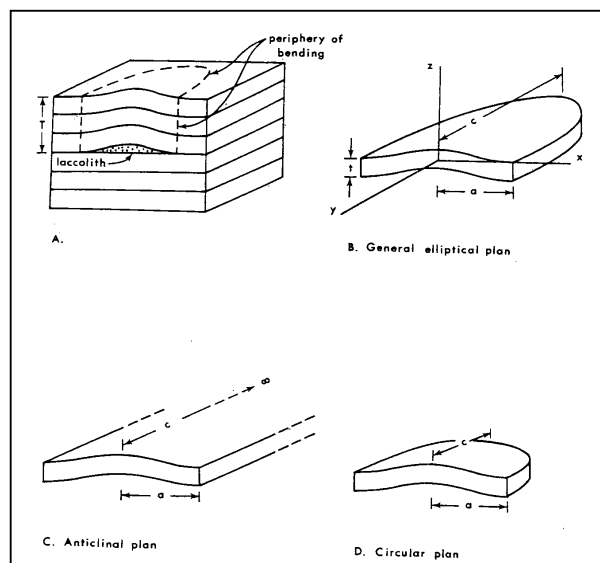
Si riportano i valori di  $\sigma_{rr}$  e  $\sigma_{\theta\theta}$  nei punti  $A$  ed  $M$ , posti alla stessa distanza dal centro del palloncino, al variare della pressione esercitata ( $P_{es}$ ).

È da sottolineare che in entrambe le tabelle (4.2, 4.3) il primo valore di pressione si riferisce alle condizioni di equilibrio idrostatico e l'ultimo all'inizio del processo di fratturazione. In quest'ultima fase gli sforzi subiscono un incremento di 6 volte rispetto al gradino immediatamente precedente.

### 4.3 Il bending della copertura ed applicazione al modello analogico

Nel modello analogico si presenta una deformazione dell'overburden che può essere paragonata al bending di una piastra elastica. Si riporta di seguito un review della "teoria della piastra", sviluppata per descrivere l'inarcamento di piastre elastiche sottili, a cui fa seguito un'applicazione al modello analogico. I vincoli per l'applicazione della suddetta teoria sono:

- ogni strato è meccanicamente omogeneo ed isotropo, anche se strati differenti possono avere proprietà diverse;
- sebbene gli strati si estendono lateralmente per lunghe distanze, solo la parte che copre direttamente il magma sarà curvata significativamente;
- è conveniente considerare che il magma si espanda orizzontalmente su di un'area con un piano ellittico;
- si considera solo la parte dello strato dentro i limiti ellittici definiti da  $(x^2/a^2) + (y^2/c^2) = 1$  (fig. 4.30b);
- variando la lunghezza degli assi dell'ellisse,  $a$  e  $c$ , l'intrusione può essere studiata con forme planari che variano da una striscia rettangolare detta anticlinale, con  $c = \infty$ , ad un piano circolare dove  $a = c$  (fig. 4.30 c, d);
- si trascurano le forze tettoniche, pertanto la pressione che agisce verso il basso è quella del peso dell'overburden ed è costante su di uno strato;
- il magma applica una pressione verso l'alto, costante o variabile, che supera la magnitudo del carico litostatico, detta pressione di spinta  $p_d$ .



**Fig. 4.30** – Idealizzazione degli strati su di un'intrusione magmatica (Pollard – Johnson, 1973).

I fattori influenzanti la pressione di spinta  $p_d$  sono:

- il contrasto di densità magma – roccia ospite;
- gli eventi tettonici (una diffusa presenza di pieghe e faglie può far schizzare il magma verso l'alto);
- i fluidi disciolti nel magma, che si separano durante la cristallizzazione, e quelli presenti nei pori delle rocce ospiti, che si volatilizzano quando riscaldati dal magma adiacente.

Nella trattazione che segue sarà considerata solo l'influenza esercitata sulla  $p_d$  dal primo fattore.

La pressione di spinta si calcola utilizzando la relazione:

$$p_d = p - p_l$$

dove  $p$  = pressione totale del magma;

$p_l$  = pressione litostatica esercitata dall'overburden.

Il bending prodotto dalla pressione di spinta è ostacolato dal momento di bending  $M$ , dalle forze di taglio  $S$  e dalle forze di frizione tra strati adiacenti, che nel modello sono trascurate.

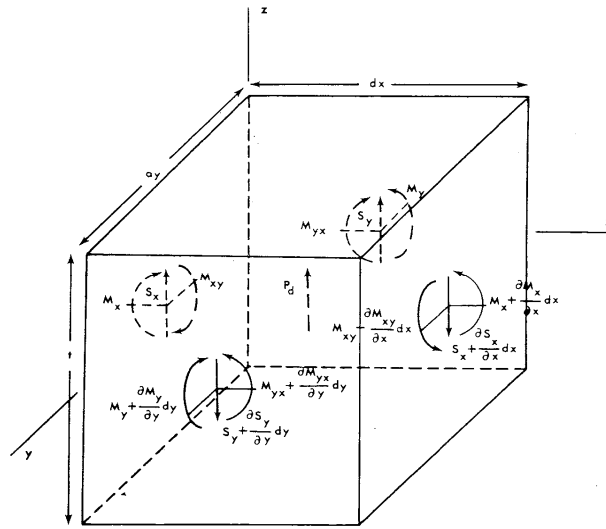
L'equilibrio tra  $p_d dx dy$ ,  $M$  ed  $S$  è dato da:

$$\frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} = p_d \quad (4.10a)$$

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} - \frac{2\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} = p_d \quad (4.10b)$$

Le forze che agiscono su ogni elemento dello strato ne determinano un cambiamento di forma.

Le deformazioni relative alla forza di taglio (fig. 4.31) sono trascurabili rispetto a quelle dovute ad  $M$  se il rapporto lunghezza/spessore dello strato,  $2a/t$ , è maggiore di 10 (Timoshenko – Woinowsky kriegler, 1959).



**Fig. 4.31**– Rappresentazione di un piccolo elemento dello strato (Pollard – Johnson, 1973).

Gli strain longitudinali nel piano dello strato sono una funzione lineare della distanza,  $z$ , dal centro dello strato (Timoshenko – Young, 1968).

Gli strain longitudinali nel piano dello strato  $\epsilon_{xx}$  e  $\epsilon_{yy}$ , sono relativi allo spostamento,  $w$ , della superficie media dello strato, così che:

$$\epsilon_{xx} = z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad \text{e} \quad \epsilon_{yy} = z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}$$

Gli stress che agiscono su di un elemento dello strato sono la somma dello stress dovuto al peso dell'overburden e dello stress indotto dal bending dello strato.

Nel caso di un comportamento elastico delle rocce, durante la risalita magmatica cambiamenti in  $\sigma_{zz}$  sono trascurati, rispetto a cambiamenti in  $\sigma_{xx}$  e  $\sigma_{yy}$ , quindi gli stress normali che agiscono sullo strato sono:

$$\sigma_{xx} = Bz \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + p_1 \quad (4.11a)$$

$$\sigma_{yy} = Bz \left( \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + p_1 \quad (4.11b)$$

$$\sigma_{zz} \cong p_1 \quad (4.11c)$$

dove  $B = E / (1 - \nu^2)$ .

Gli stress di taglio dovuti al bending che agiscono su sezioni trasversali dello strato hanno una distribuzione parabolica dal top alla base dello strato e sono dati da (Timoshenko – Young, 1968):

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \frac{12S_x}{t^3} \left( \frac{t^2}{8} - \frac{z^2}{2} \right) \quad (4.12a)$$

$$\sigma_{yz} = \sigma_{zy} = \frac{12S_y}{t^3} \left( \frac{t^2}{8} - \frac{z^2}{2} \right) \quad (4.12b)$$

La quantità di bending di uno strato è una funzione di  $p_d$ : questa funzione si ottiene relazionando gli stress di bending con i momenti di bending.

Ad esempio, il momento di bending  $M_x dy$  che agisce su di un lato dell'elemento (fig. 4.31) è equivalente alla forza  $-\sigma_{xx} dy dz$  moltiplicato per  $z$  ed integrato per la sezione. Pertanto:

$$M_x = - \int_{-t/2}^{t/2} z \sigma_{xx} dz$$

Se si sostituisce  $\sigma_{xx}$  con l'equazione 4.11a e si svolge l'integrale, l'equazione di  $M_x$  in termini di  $w$  è:

$$M_x = -D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (4.13a)$$

dove  $D = Bt^3/12$  è la rigidità flessurale dello strato. Allo stesso modo si ottengono:

$$M_y = -D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \quad (4.13b) \quad \text{e} \quad M_{xy} = -M_{yx} = D(1-\nu) \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) \quad (4.13c)$$

La relazione tra lo spostamento verticale e la pressione di spinta si ottiene sostituendo queste equazioni nell'espressione 4.10b:

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{2\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \frac{p_d}{D} \quad (4.14)$$

Questa relazione descrive la deflessione elastica di uno strato elastico curvato da una pressione di spinta applicata perpendicolarmente al piano dello strato (Timoshenko, 1953).

Per trovare una soluzione all'equazione 4.14 si suppone che la pressione di spinta  $p_d$  sia costante sull'intera area di un'intrusione magmatica, che per semplicità viene considerata ellittica, e che lo spostamento e l'inclinazione al centro della superficie dello strato di copertura siano nulli in corrispondenza dei bordi dell'area ellittica; queste condizioni limite si indicano come di seguito:

$$p_d = \text{costante} \quad \text{per} \quad \left( \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{c^2} \right) \leq 1 \quad \text{e} \quad w = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad \text{per} \quad \left( \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{c^2} \right) = 1$$

per queste condizioni, la soluzione per l'equazione 4.14 è:

$$w = \frac{p_d}{8D} \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{c^2} \right)^2 \left/ \left( \frac{3}{a^4} + \frac{3}{c^4} + \frac{2}{a^2 c^2} \right) \right. \quad (4.15)$$

L'equazione 4.15 permette di calcolare lo spostamento elastico dello strato sopra l'intrusione, conoscendo la pressione di spinta, le costanti elastiche, lo spessore e la forma del bordo dell'intrusione magmatica.

Lo strato curvato può assumere diverse forme a seconda della forma planare dell'intrusione.

Per una sezione dell'intrusione nel piano  $xz$  ( $y = 0$ ) e per una forma planare anticlinale, quindi per  $c = \infty$ ,  $w$  è:

$$(w)_{c=\infty} = \frac{p_d}{24D} (a^4 - 2a^2 x^2 + x^4) \quad (4.16)$$

Per una forma circolare, per  $a = c$ ,  $w$  è dato da:

$$(w)_{a=c} = \frac{p_d}{64D} (a^4 - 2a^2 x^2 + x^4) \quad (4.17)$$

dove  $p_d = p - p_l$  = pressione di spinta;

$D = Et^3/12(1 - \nu^2) =$  rigidità flessurale;

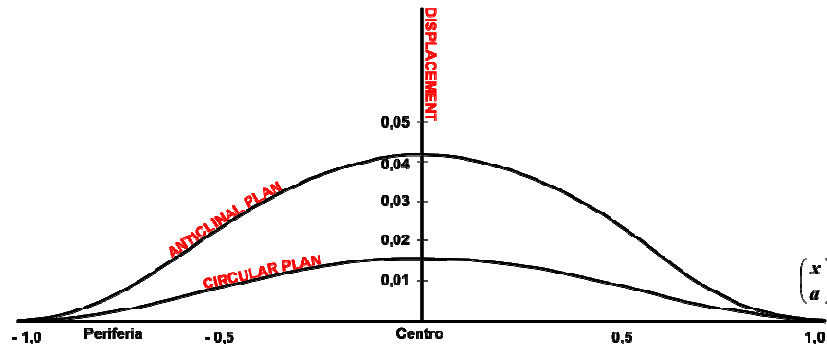
$E =$  modulo di Young;

$\nu =$  coefficiente di Poisson;

$t =$  spessore dell'overburden;

$a =$  mezza lunghezza dello strato deformato.

Le forme, in sezione, descritte da queste equazioni sono mostrate in fig. 4.32: tutte le altre possibili forme, che la parte terminale di un magma in risalita può assumere, hanno uno spostamento compreso tra questi due termini estremi (Pollard – Johnson, 1973).



**Fig. 4.32** – Forma in sezione degli strati sopra un'intrusione con forma planare anticlinale ( $c = \infty$ ) o circolare ( $a = c$ ) (modificata da Pollard – Johnson, 1973).

Si consideri la sezione  $xz$  di un singolo strato che copre un'intrusione di forma anticlinale, sostituendo l'equazione 4.15 nelle equazioni 4.11a e 4.11c e ponendo  $S_x = p_d x$  nell'equazione 4.12a, gli stress di bending che agiscono nelle direzioni  $x$  e  $z$  sono:

$$\sigma_{xx} = \frac{p_d z}{t^3} (6x^2 - 2a^2) \quad (4.18a)$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (4.18b)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \frac{12p_d x}{t^3} \left( \frac{t^2}{8} - \frac{z^2}{2} \right) \quad (4.18c)$$

Alti valori di stress di taglio massimo si presentano al top ed alla base in prossimità della periferia dello strato; valori alti, ma inferiori rispetto a quelli periferici, si verificano al top ed alla base dello strato sopra il centro dell'intrusione.

Piccoli cambiamenti della lunghezza su cui è distribuita la pressione di spinta,  $2a$ , e piccoli cambiamenti nello spessore dello strato dell'overburden,  $t$ , hanno un marcato effetto sulla magnitudo dello spostamento  $w$ .

La quantità di inarcamento aumenta come la 4<sup>a</sup> potenza della distanza dell'espansione orizzontale del magma.

Uno strato resiste al bending come la 3<sup>a</sup> potenza del suo spessore: uno strato spesso 1 metro si inarca 8 volte in più rispetto ad uno strato con spessore doppio.

Per descrivere la resistenza alla deformazione degli strati su di un'intrusione magmatica, viene usato il termine "*rigidità flessurale*", data da:

$$D = \frac{Bt^3}{12} = \frac{Et^3}{12(1-\nu^2)} \quad (4.19)$$

dove  $E$  = modulo di Young;

$\nu$  = coefficiente di Poisson;

$B$  = modulo elastico =  $E/(1-\nu^2)$ ;

$t$  = spessore dell'overburden.

$D$  dipende, essenzialmente, dallo spessore dello strato.

È difficile trovare un overburden costituito da un singolo strato, pertanto è importante vedere cosa succede nel caso di un overburden costituito da  $n$  strati, liberi di scivolare tra di loro, di spessore individuale  $t_i$  e modulo elastico  $B_i$ .

La rigidità flessurale effettiva  $D_e$  della pila è la somma delle rigidità flessurali individuali:

$$D_e = \sum_{i=1}^n \left( \frac{B_i t_i^3}{12} \right) \quad (4.20)$$

Se gli strati hanno, approssimativamente, gli stessi moduli elastici:

$$D_e = \frac{BT_e^3}{12} \quad (4.21)$$

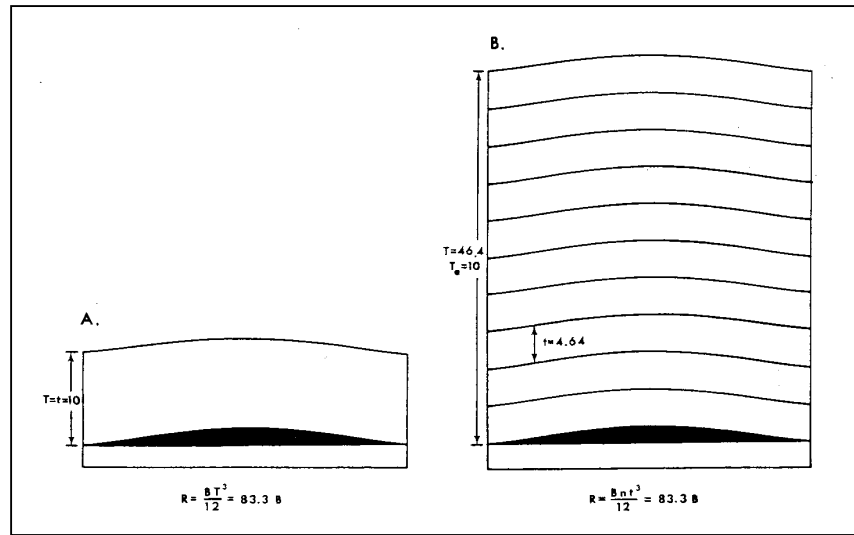


dove  $T_e^3 = \sum_{i=1}^n (t_i^3)$  e  $T_e$  è lo *spessore effettivo* della pila di strati, cioè lo spessore di

un singolo strato che ha la stessa rigidità flessurale della pila di strati liberi di scivolare.

Se gli strati individuali nella pila hanno uno spessore simile, lo spessore totale della pila è  $T = nt$  e  $T_e = (Tt^2)^{1/3}$ : quindi, lo spessore effettivo è più piccolo dello spessore reale della pila (fig. 4.33), ma l'overburden avrà la stessa  $D_e$ .

In figura 4.33 è mostrato come uno strato singolo di spessore 10 unità abbia la stessa  $D_e$  di una pila di 10 strati di spessore totale pari a 46.4 unità, ma di spessore effettivo pari a 10 unità (Pollard – Johnson, 1973).

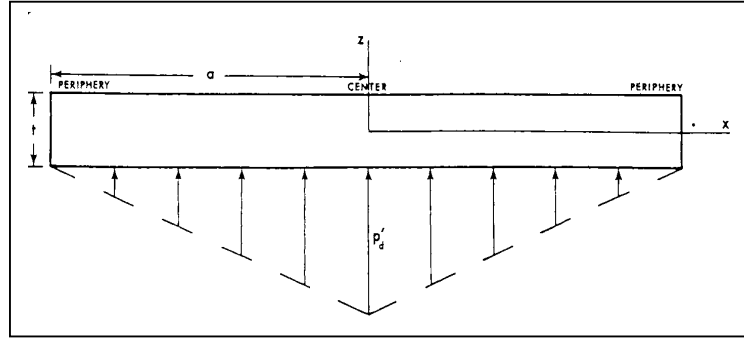


**Fig. 4.33** – Rappresentazione del concetto di spessore effettivo (Pollard – Johnson, 1973).

Dopo aver trattato le equazioni per gli spostamenti riferite ad un modello con una pressione di spinta uniforme lungo l'intrusione magmatica, si procede con l'analisi dell'effetto di un gradiente di pressione, lungo l'intrusione, su spostamenti, forze di taglio e momenti di bending degli strati.

Nel caso di uno strato di forma anticlinale nel piano ed un magma alimentatore posto al centro (fig. 4.34), gli spostamenti sono solo funzione di  $x$  pertanto l'equazione 4.14 diventa:

$$\frac{d^4 w}{dx^4} = \frac{p_d}{D} \quad (4.22)$$



**Fig. 4.34** – Rappresentazione di una distribuzione di pressione non uniforme che agisce su di uno strato sopra un'intrusione (Pollard – Johnson, 1973).

La distribuzione lineare della pressione di spinta è:

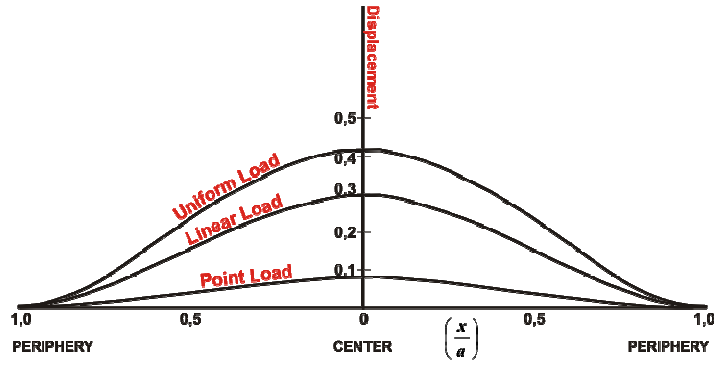
$$p_d = p'_d \left( 1 - \frac{|x|}{a} \right) \quad (4.23)$$

dove  $p'_d$  è la pressione di spinta nel punto di alimentazione e  $|x|$  è il valore assoluto di  $x$ . L'equazione dello spostamento si ottiene integrando la 4.22 per lo spostamento, usando le condizioni limite:  $w = 0$  ad  $x = \pm a$ ;  $dw/dx = 0$  ad  $x = 0, \pm a$ ;  $d^3w/dx^3 = S_x/D = 0$  ad  $x = 0$ :

$$w = \frac{p'_d}{240R} \left( 10x^4 - \frac{2|x|^5}{a} - 15a^2x^2 + 7a^4 \right) \quad (4.24)$$

Dal confronto del profilo di questo spostamento con quello che si ha nel caso di una pressione di spinta uniforme (fig. 4.35), si vede che le forme sono molto simili e, forse, indistinguibili su campo (Pollard – Johnson, 1973).

La forma della parte superiore di un'intrusione può essere influenzata da un aumento progressivo della viscosità del magma durante l'iniezione: la cristallizzazione, che avanza dall'estremità dell'intrusione verso l'alimentazione, può aumentare la viscosità e la resistenza di un magma e, quindi, influenzare la distribuzione della pressione (Paige, 1913).



**Fig. 4.35** – Rappresentazione di una distribuzione di pressione non uniforme che agisce su di uno strato sopra un'intrusione (modificata da Pollard – Johnson, 1973).

L'aumento della viscosità può causare il rigonfiamento centrale dell'intrusione magmatica con una condizione estrema che si presenta quando il magma esercita una pressione di spinta, verso l'alto, solo sull'area direttamente sopra l'alimentazione (fig. 4.36): in questo caso il magma esercita una forza puntuale al centro dello strato.

Per l'equilibrio in direzione  $z$ :

$$S_x = D \frac{d^3 w}{dx^3} = \frac{p'_d l}{2}$$

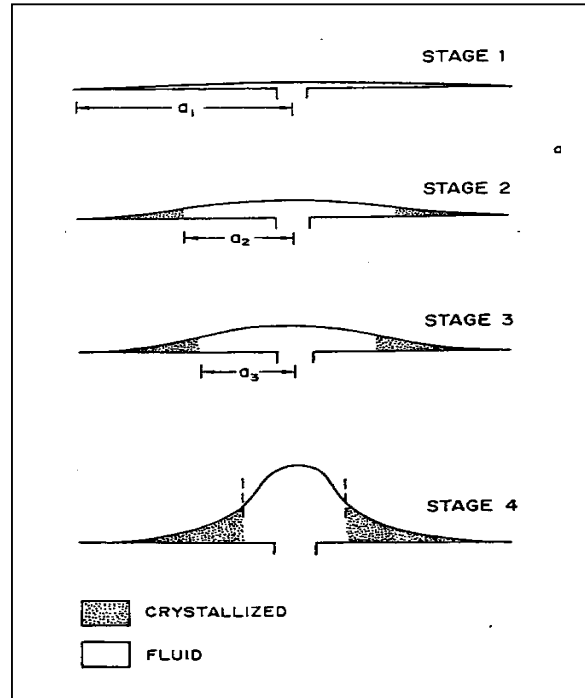
dove  $l$  è la lunghezza su cui è applicata la pressione di spinta.

Per le condizioni limite  $dw/dx = 0$  ad  $x = 0, \pm a$  e  $w = 0$  ad  $x = \pm a$ , l'equazione dello spostamento è:

$$w = \frac{p'_d l}{D} \left( \frac{|x|^3}{12} - \frac{ax^2}{8} + \frac{a^3}{24} \right) \quad (4.25)$$

Una situazione di questo tipo si presenta quando la  $p_d$  è distribuita su di una distanza  $l = a/5$  (fig. 4.35): la forma dello spostamento è simile a quella del caso di pressione uniforme senza alcun rigonfiamento centrale, ma, poiché la forza che agisce verso l'alto è inferiore a quella dei casi di pressione costante e di caduta di pressione lineare, lo spostamento è minore.

Per Paige ogni applicazione successiva di pressione accentua la curvatura degli strati verso l'alto (fig. 4.36).



**Fig. 4.36** – Rigonfiamento verso l'alto della parte centrale dell'intrusione a causa della cristallizzazione periferica (Pollard – Johnson, 1973).

L'area su cui la pressione è applicata diminuisce quando il magma cristallizza, quindi, la pressione dovrebbe aumentare ad ogni stadio di sollevamento.

La magnitudo dell'incremento di pressione è ricavabile dalle equazioni 4.16 e 4.17.

La pressione deve aumentare di un fattore di circa 80 affinché il bending passi da uno stadio 1 ad uno stadio 3.

Come detto sopra, la forma dello spostamento non cambia in modo significativo con un cambiamento nella distribuzione della pressione; lo stesso non avviene per i momenti di bending e le forze di taglio nello strato, ricavabili dalle equazioni dello spostamento:

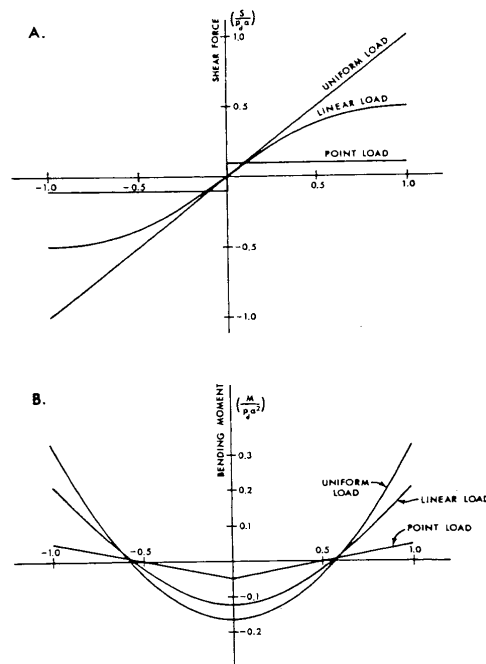
$$M = D \left( \frac{d^2 w}{dx^2} \right) \quad \text{e} \quad S = \frac{dM}{dx}$$

In figura 4.37 sono riportate le distribuzioni di  $M$  ed  $S$  per carichi uniformi, lineari e puntuali: in generale, la forza di taglio dovrebbe rimanere costante oppure, al massimo, incrementare linearmente verso la periferia raggiungendo il valore massimo di  $S/p_d a$ .

Per una pressione uniforme, il momento di bending è doppio alla periferia rispetto al centro, mentre per il carico puntuale è uguale per entrambe le zone.

È necessario sottolineare che:

- ✓ l'intero range delle possibili distribuzioni della pressione di spinta in un'intrusione non produce forme significativamente differenti di bending elastico dell'overburden;
- ✓ per un particolare overburden la magnitudo del bending dipenderà dalla magnitudo e dalla distribuzione della pressione di spinta che a loro volta dipendono dalla pressione di spinta all'alimentazione, dalla percentuale di flusso, dalla reologia del magma e dalla forma dell'intrusione. Pertanto, lo spessore di un'intrusione magmatica non è necessariamente correlata con la viscosità del magma.



**Fig. 4.37** – Diagrammi delle forze di taglio (A) e dei momenti di bending relativi ad uno strato sopra un'intrusione magmatica soggetto ad una distribuzione di pressione uniforme, lineare e puntuale (Pollard – Johnson, 1973).

Per Gilbert (1877) il magma che si espande tra strati si estende sempre nella direzione di minore resistenza ed assume una forma circolare se la resistenza è la stessa su tutti i lati.

Sono molti i fattori che controllano la forma planare di un'intrusione:

- 1) la resistenza relativa al bending in differenti punti intorno alla periferia, calcolata sostituendo l'equazione 4.15 nelle equazioni 4.13a e 4.13b per trovare l'equazione generale dei momenti di bending. Dal confronto dei momenti di bending all'estremità degli assi ellittici, lungo la periferia si ottiene:

$$\frac{(M_x)_{x=a, y=0}}{(M_y)_{x=0, y=c}} = \left(\frac{c}{a}\right)^2 \quad (4.26)$$

Da questa equazione si deduce che è difficile che si sviluppi un'intrusione con una forma planare non circolare: anche una piccola divergenza dalla forma circolare richiede un momento di resistenza molto ampio alla fine dell'asse più corto rispetto a quello alla fine dell'asse più lungo. Ad esempio, per un'intrusione con un rapporto assiale di  $c/a = 5$  il momento di resistenza alla fine dell'asse più corto deve essere 25 volte quello alla fine dell'asse più lungo;

- 2) la forma dell'alimentazione, soprattutto durante la fase iniziale dell'intrusione quando non è evidente il bending dell'overburden. Nel caso di un'alimentazione dal basso, come suggerito da Gilbert, le due forme estreme dell'alimentatore sono un dicco lineare ed un pipe circolare: il magma che si espande dal top di un dicco tende ad avere una forma planare ellittica, con l'asse lungo parallelo alla direzione del dicco; il magma che si estende dal top di un piccolo pipe o plug tende ad una forma planare circolare.

Se il magma si espande dal lato di uno stock può assumere una forma planare circolare o ellittica;

- 3) l'interferenza di intrusioni adiacenti;
- 4) gli eventi tettonici.

Lo stretching gioca un ruolo importante nella deformazione dell'overburden (Hunt, 1953): lo strain longitudinale di uno strato dovuto allo stretching è (fig. 4.38):

$$(\varepsilon_{xx})_s = \frac{a - a'}{a} \quad (4.27)$$

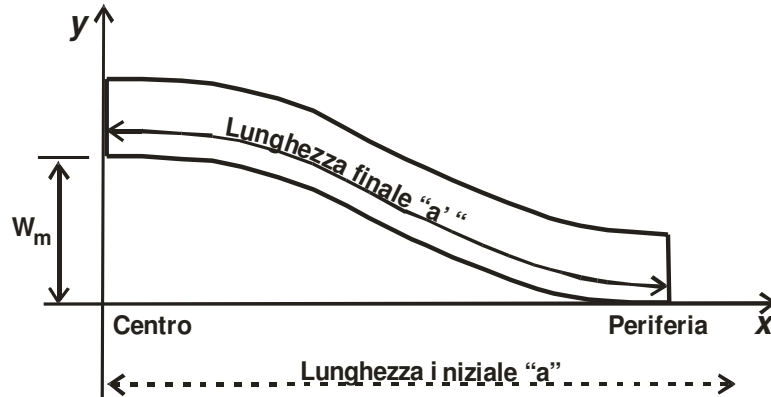
dove  $a$  è la lunghezza originale dello strato ed  $a'$  è la distanza misurata lungo il piano intermedio dello strato dopo il bending e si ricava, per alcune forme di spostamento, usando la relazione per la lunghezza dell'arco di un segmento lineare (Thomas, 1961):

$$a' = \int_0^a \left[ 1 + \left( \frac{dw}{dx} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} dx$$

Dall'equazione 4.16 o 4.17, sostituendo per lo spostamento, si ottiene:

$$a' = \int_0^a \left[ 1 + \frac{16w_m^2}{a^8} (x^6 - 2a^2x^4 + a^4x^2) \right]^{\frac{1}{2}} dx$$

dove  $w_m$  è lo spostamento massimo che equivale a  $p_d a^4 / 64D$  per un'intrusione circolare e  $p_d a^4 / 24D$  per una con forma anticlinale.



**Fig. 4.38** – La superficie intermedia di uno strato, su di un'intrusione magmatica, è stirata da una lunghezza originaria,  $a$ , ad una finale,  $a'$  (Pollard – Johnson, 1973).

Lo strain longitudinale nello strato dovuto allo stretching si ottiene sostituendo il valore di  $a'$  nell'equazione 4.27:

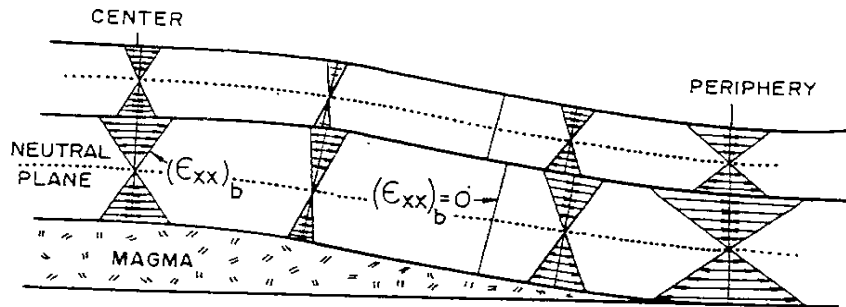
$$(\varepsilon_{xx})_s \approx -0.61 \left( \frac{w_m}{a} \right)^2 + 0.27 \left( \frac{w_m}{a} \right)^4 \quad (4.28a)$$

L'espressione per la deformazione nel piano dello strato dovuto al bending si

ottiene dall'equazione  $\varepsilon_{xx} = z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$ :

$$(\varepsilon_{xx})_b = \frac{4w_m z}{a^4} (3x^2 - a^2) \quad (4.28b)$$

La deformazione si distribuisce linearmente attraverso una qualsiasi sezione dello strato con valori massimi al top ed alla base e nulli in corrispondenza della superficie intermedia (piano neutro, fig. 4.39). Poiché  $(\varepsilon_{xx})_b$  è una funzione di  $z$ , maggiore è lo spessore dello strato maggiore sarà la deformazione, a parità di  $a$  e  $w_m$ .



**Fig. 4.39** – Sezione di un overburden inarcato: le deformazioni longitudinali sono distribuite linearmente da zero, in corrispondenza della superficie neutra, ad un valore massimo in corrispondenza del top e della base degli strati (Pollard – Johnson, 1973).

La deformazione totale nel piano dello strato, in ogni punto, è la somma di quelle dovute allo stretching ed al bending. In aggiunta, lo stretching fa muovere la superficie neutra verso l'alto in periferia e verso il basso al centro dell'intrusione. In questa situazione, l'estensione dovuta al bending è potenziata e le contrazioni tendono a diminuire.

Come indicato dalle equazioni 4.28a e 4.28b, l'effetto dello stretching alla base ed al top degli strati è trascurabile rispetto alla deformazione causata dal bending quando lo spostamento massimo dello strato è piccolo rispetto allo spessore dello strato.



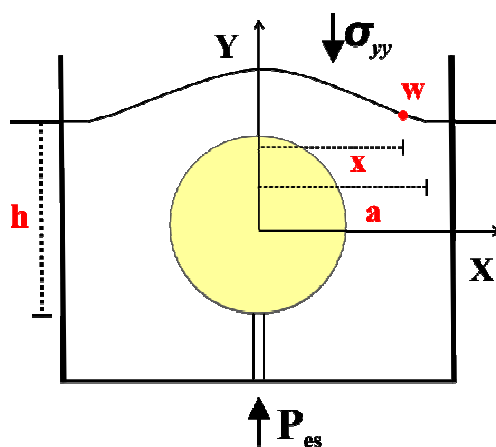
La deformazione distensiva massima, data dalla combinazione di stretching e bending, si presenta alla base dello strato in prossimità della periferia ed è calcolabile sommando le equazioni 4.28a e 4.28b e ponendo  $x = a$  e  $z = -t/2$ :

$$(\varepsilon_{xx})_m \approx -\frac{4w_mt}{a^2} - 0.61\left(\frac{w_m}{a}\right)^2 + 0.27\left(\frac{w_m}{a}\right)^4 \quad (4.29)$$

Per calcolare lo spostamento verso l'alto  $w$  indotto dal bending dell'overburden, nel modello analogico realizzato (fig. 4.26), si utilizza l'equazione 4.14 (Timoshenko, 1953):

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{2\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \frac{p_d}{D} \quad (4.14)$$

Si sceglie un sistema di riferimento cartesiano nel piano  $xy$  ( $z = 0$ ) con il centro ( $x = 0$ ;  $y = 0$ ) coincidente con il centro del palloncino in espansione, in modo che la deformazione verticale massima si osservi lungo l'asse  $y$  (fig. 4.40).



**Fig. 4.40** – Rappresentazione del processo di bending che coinvolge la superficie del modello analogico. Il calcolo di  $w$  si effettua ad una distanza  $x$  dal centro del palloncino.

Le indagini si effettuano in corrispondenza della massima deformazione che si presenta per un diametro del palloncino di 135 mm (tabella 4.1) ed una pressione esercitata  $P_{es}$  di  $1.13 \cdot 10^5$  Pa (fig. 4.6).

Prendendo  $x = 0$  al centro della deformazione e ponendo le seguenti condizioni limite  $w = dw/dx = 0$  per  $x = \pm a$ ,  $d^2w/dx^2 = 0$  per  $x = \pm a$ , le soluzioni dell'equazione 4.14 sono le equazioni 4.16 e 4.17 (Johnson – Pollard, 1973):

$$(w)_{c=\infty} = \frac{P_d}{24D} (a^4 - 2a^2x^2 + x^4) \quad (4.16)$$

$$(w)_{a=c} = \frac{P_d}{64D} (a^4 - 2a^2x^2 + x^4) \quad (4.17)$$

dove  $pd = p - p_l$  = pressione di spinta;

$p$  = pressione magmatica totale;

$p_l$  = pressione litostatica;

$D = Et^3/12(1 - \nu^2)$  = rigidità flessurale;

$E$  = modulo di Young;

$\nu$  = coefficiente di Poisson;

$h = t$  = spessore dell'overburden;

$a$  = mezza lunghezza della deformazione.

La scelta dell'utilizzo di entrambe le equazioni nasce dall'osservazione che la parte terminale di un plume magmatico, quindi la porzione che effettivamente esercita una deformazione sull'overburden, può assumere forme diverse tra cui l'ellittica o anticlinale e la circolare rappresentano i due estremi.

Per il modello analogico i valori utilizzati sono i seguenti:

$$E = 3000 \text{ Pa};$$

$$\nu \sim 0.45;$$

$$t = h = 0.15 \text{ m};$$

$$D = Et^3 / 12 (1 - \nu^2) = 1.06 \text{ N m};$$

$$a = 0.13 \text{ m};$$

$$x = 0.11 \text{ m};$$

$$pd = p - p_l = P_{es} - \sigma_{yy} = 1.05 \cdot 10^4 \text{ Pa};$$

$$p = P_{es} = P_c + P_a = 12159 \text{ Pa} + 101325 \text{ Pa} = 1.13 \cdot 10^5 \text{ Pa};$$

$$p_l = \sigma_{yy} = \rho gh + P_a = 1184.2 \text{ Pa} + 101325 \text{ Pa} = 1.025 \cdot 10^5 \text{ Pa};$$

$P_{es}$  = pressione esercitata nel palloncino;

$P_c$  = pressione esercitata con il compressore;

$P_a$  = pressione atmosferica.

Il valore del modulo di Young “ $E$ ” per la gelatina al 2% è un’ approssimazione del valore ottenuto con procedura sperimentale illustrata nel capitolo II; il coefficiente di Poisson è ricavato da dati bibliografici (Kavanagh et al., 2006; Menand et al., 2002, Rivalta et al., 2005; Takada, 1990).

La lettera “ $h$ ”, utilizzata per indicare lo spessore dell’overburden, nel modello corrisponde allo spessore di gelatina esteso dalla superficie libera a circa 0.01 m sotto il palloncino (fig. 4.40); “ $a$ ” è la distanza tra il centro della deformazione ed il punto in cui essa termina, a circa 0.02 m dal bordo del plexiglass, misurata lungo l’asse minore di 0.22 m; “ $x$ ” è la distanza tra il centro della deformazione ed un punto in cui si osserva una forte deformazione di tipo duttile in fase di inflation, con formazione di gruppi di pieghe, e di tipo fragile in fase di deflation, con comparsa di faglie ad arco; il valore di  $p = P_{es}$  si riferisce alla pressione esercitata nel palloncino nel momento della massima deformazione superficiale e si ricava dalla somma della pressione immessa con il compressore  $P_c$  e la pressione atmosferica  $P_a$ ;  $\sigma_{yy}$  è la somma del carico litostatico  $\rho gh$  e della pressione atmosferica  $P_a$ .

Si procede sostituendo i valori scelti per il modello analogico all’interno delle equazioni 4.16 e 4.17; i valori di  $w$  ottenuti sono:

$$(w)_{c=\infty} = 0.009m = 9mm \quad (4.30)$$

$$(w)_{a=c} = 0.0033m = 3.3mm \quad (4.31)$$

Quindi lo spostamento verso l’alto  $w$  nel punto  $x$ , distante 0.11 m dal centro della deformazione, varia da 3.3 mm nel caso di una terminazione magmatica di forma circolare ( $a = c = 0.13$  m), a 9 mm in presenza di una terminazione planare di forma ellittica o anticlinale ( $a = 0.13$  m;  $c = \infty$ ); per tutte le altre forme possibili,  $w$  (fig. 4.40) assumerà un valore compreso tra questi due estremi. Dal confronto dei risultati analitici (eq. 4.30 e 4.31) con l’osservato sperimentale, si nota una maggiore corrispondenza di quest’ultimo con il valore ottenuto per la forma circolare dell’intrusione magmatica (3.3 mm).

Si prosegue con il calcolo della deflessione massima  $w_m$  (fig. 4.41), nel punto  $x = 0$ , utilizzando le equazioni:

$$w_{m(c=\infty)} = \frac{p_d a^4}{24D} \quad (4.32)$$

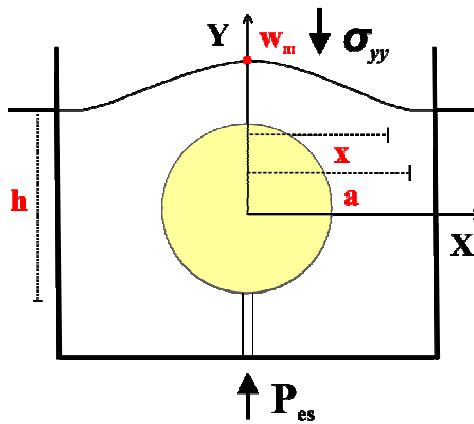
$$w_{m(a=c)} = \frac{p_d a^4}{64D} \quad (4.33)$$

Ponendo  $p_d = 1.05 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ ,  $a = 0.13 \text{ m}$  e  $D = 1.06 \text{ N m}$ , lo spostamento massimo  $w_m$  per una forma ellittica dell'intrusione è:

$$w_{m(c=\infty)} = 0.12 \text{ m} = 120 \text{ mm}$$

per una forma circolare:

$$w_{m(a=c)} = 0.044 \text{ m} = 44 \text{ mm}$$



**Fig. 4.41** – Rappresentazione del processo di bending per il modello analogico. La deformazione si calcola nel punto di massimo sollevamento  $w_m$ .

Anche in questo caso, per le altre forme il  $w_m$  avrà un valore compreso tra 44 mm e 120 mm. Dal confronto dei risultati ottenuti con procedura analitica (equazioni 4.32 e 4.33) con la deformazione misurata empiricamente, con un micrometro digitale durante la fase sperimentale, si deduce che il rigonfiamento empirico massimo di circa 28 mm, calcolato al centro della deformazione, è prossimo al  $w_m$  ricavato per una forma circolare dell'intrusione. Quindi, i valori di  $w$  e  $w_m$  calcolati per una forma dell'intrusione di tipo circolare sono più vicini ai valori ottenuti empiricamente: questa conclusione sembra consona con la forma della

deformazione osservata, che si presenta ellittica ma con valore dell'asse maggiore (240 mm) e dell'asse minore (220 mm) molto prossimi.

È possibile calcolare lo strain longitudinale nello strato deformato, dovuto allo stretching (eq. 4.28a) ed al bending (eq. 4.28b), conoscendo lo spostamento verticale massimo  $w_m$  e lo spessore dello strato al top della sorgente ( $z$ ).

Per una forma planare dell'intrusione di tipo ellittica con  $w_m = 0.12$  m,  $a = 0.13$  m,  $x = 0.11$  e  $z = 0.05$  m:

$$\varepsilon_{xx(s)} \approx -0.32 \quad (4.34)$$

$$\varepsilon_{xx(b)} = 1.63 \quad (4.35)$$

Nel caso circolare con  $w_m = 0.044$  m,  $a = 0.13$  m,  $x = 0.11$  e  $z = 0.05$  m:

$$\varepsilon_{xx(s)} \approx -0.06 \quad (4.36)$$

$$\varepsilon_{xx(b)} = 0.6 \quad (4.37)$$

Per tutte le situazioni, i valori ottenuti per il bending si riferiscono alle condizioni riscontrabili al top dello strato di gelatina.

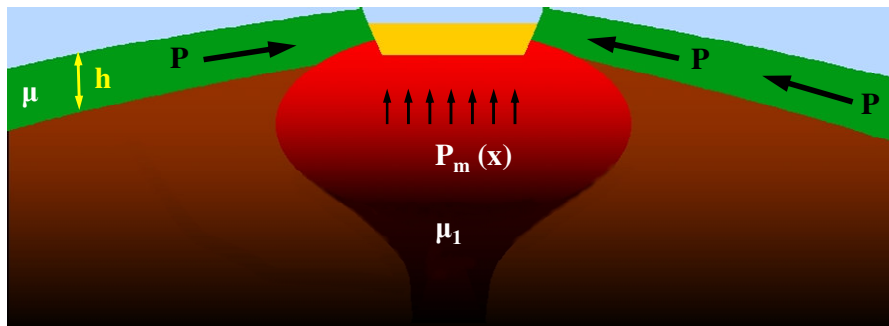
Si noti che, come da teoria, la deformazione longitudinale associata allo stretching è trascurabile rispetto a quella causata dal bending.

## Capitolo V

### DISCUSSIONE DEI RISULTATI

I risultati del modello analogico, che utilizza un mezzo costituito da gelatina e una sorgente estesa generata dall'incremento di volume di un palloncino di silicone, sono coerenti con l'azione di un plume in risalita che genera una tumescenza crostale, una frattura eruttiva tripartita ed una detumescenza.

Un tale modello è stato proposto, per i Campi Flegrei (Luongo et al., 1991): in esso si ipotizza l'esistenza di una massa magmatica in risalita sotto l'area flegrea a cui sarebbe associato il vulcanismo dell'area napoletana (Fig. 5.1).



**Fig. 5.1** – Schematizzazione di un plume in risalita sotto i Campi Flegrei (modificata da Luongo et al., 1991).

Si tratta di un modello analitico che partendo dall'equazione differenziale generale che governa la deformazione  $w$  in un processo di detumescenza crostale, ha permesso di ottenere il valore di pressione necessario ad innescare una risorgenza della caldera flegrea (Biot, 1961; Marsh, 1984):

$$-2\mu_1 k \frac{\partial w}{\partial t} = Ph \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\mu h^3}{3} \frac{\partial^5 w}{\partial t \partial x^4} + \Delta \rho g w \quad (5.1)$$

Il primo termine rappresenta la resistenza magmatica, il secondo l'effetto dello stress tettonico ( $P$ ), del momento di bending e l'azione della gravità.  $\Delta \rho$  è la

differenza di densità tra la crosta e l'atmosfera; con  $\mu$  si indica la viscosità della crosta e con  $\mu_l$  quella del magma.

Per uno spessore della piastra  $h = 4$  km (massima profondità per i fuochi sismici), un coefficiente di viscosità magmatica  $\mu_l = 10^7$  Pa s, una viscosità della crosta  $\mu = 10^{16}$  Pa s e  $\Delta\rho = 2000$  kgm<sup>-3</sup>, risulta che la pressione minima, necessaria per ottenere un sollevamento calderico, nelle condizioni fisiche e geometriche indicate, è di 100 MPa.

Con l'uso del modello analogico a sorgente estesa è possibile ricavare il valore di pressione necessario affinché si verifichi, nell'area flegrea, un sollevamento crostale fino al raggiungimento del punto di rottura.

Con l'utilizzo dei risultati del modello analogico, si calcola il rapporto tra il carico litostatico ( $\sigma_{yy} = \rho gh + P_a$ ) dell'overburden e la pressione esercitata all'interno del palloncino ( $P_{es}$ ), data dalla pressione esercitata con il compressore a cui si aggiunge quella atmosferica:

$$\frac{\sigma_{yy}}{P_{es}} = \frac{1.025 \cdot 10^5 \text{ Pa}}{1.13 \cdot 10^5 \text{ Pa}} = 0.9 \quad (5.2)$$

Tale rapporto è mantenuto costante per l'area flegrea:

$$\frac{\sigma_{yy(cf)}}{P_{es(cf)}} = 0.9$$

dove  $\sigma_{yy(cf)}$  è il carico litostatico ( $\rho gh + P_a$ ) calcolato nell'area flegrea e  $P_{es(cf)}$  è la pressione esercitata dal "plume".

Il valore di  $\sigma_{yy(cf)}$  si ricava, agevolmente, considerando una densità crostale dell'area in esame di 2400 kgm<sup>-3</sup> ed uno spessore crostale  $h$  di 4000 m (Luongo et al., 1991):

$$\sigma_{yy(cf)} = \rho gh + P_a = (2400 \text{ kgm}^{-3} \cdot 9.8 \text{ ms}^{-2} \cdot 4000 \text{ m}) + 101325 \text{ Pa} = 94.2 \text{ MPa} \quad (5.3)$$

Il rapporto di pressioni ricavato dal modello analogico (eq. 5.2) ed il valore del carico litostatico nell'area flegrea (eq. 5.3) si utilizzano per determinare la pressione esercitata dalla massa magmatica in risalita  $P_{es}$ :

$$P_{es(cf)} = \frac{\sigma_{yy(cf)}}{0.9} = \frac{94.2MPa}{0.9} = 104.7MPa \quad (5.4)$$

Il valore di 104.7 MPa, ottenuto con il modello analogico, è uguale a quello ricavato applicando il suddetto metodo analitico (100 MPa, da Luongo et al., 1991). Tale risultato conferma che il modello con la gelatina fornisce una rappresentazione attendibile del processo esaminato.

Il modello analogico è stato anche utilizzato per ottenere informazioni circa le dimensioni del “plume” in risalita sotto i Campi Flegrei, partendo dal rapporto tra le dimensioni dell'area deformata nel modello ed il diametro del palloncino.

Durante le fasi di inflation e di deflation la superficie del modello subisce deformazioni, sia plastiche che fragili, localizzate in un'area che occupa la zona centrale del contenitore. All'interno di tale area si manifestano la frattura tripla ed il sollevamento dei blocchi; invece, sui bordi si presentano i sistemi di pieghe e le fratture ad arco (capitolo IV). La zona deformata ha una forma ellittica con l'asse maggiore di 240 mm ed un asse minore di 220 mm.

Per conoscere il diametro del “plume”, presente sotto l'area flegrea, capace di esercitare una pressione di 104.7 MPa responsabile del massimo sollevamento dell'overburden e della formazione di una frattura a tre rami, si inizia con il calcolare, per il modello analogico, il rapporto tra il diametro massimo raggiunto dal palloncino durante la fase di inflation ed il diametro della deformazione in superficie. Poiché quest'ultima è rappresentata da un'ellisse si utilizza la media dei valori dei due assi. Con  $\phi_{Bal}$  (135 mm) si indica il diametro del palloncino e con  $\phi_{Def}$  (230 mm) quello dell'area deformata, il rapporto che si ottiene è il seguente:

$$\frac{\phi_{Bal}}{\phi_{Def}} = \frac{135mm}{230mm} = 0.59 \quad (5.5)$$

Per il rispetto delle leggi di scala:



$$\frac{\phi Pl}{\phi Def_{cf}} = 0.59$$

Dove  $\phi Pl$  indica il diametro del “plume” che si vuole calcolare e  $\phi Def_{cf}$  il diametro dell’area deformata, intesa come quella contenente le due depressioni maggiori, i collassi minori e l’attività vulcanica e bradisismica recente.

Il diametro della massa magmatica in risalita nell’area di studio si ricava conoscendo il rapporto ottenuto dal modello analogico (eq. 5.5) ed attribuendo all’area deformata un diametro di 14 km:

$$\phi Pl = \phi Def_{cf} \cdot 0.59 = 14000m \cdot 0.59 = 8260m \quad (5.6)$$

Quindi il “plume”, in grado di riprodurre in natura ciò che si è osservato in laboratorio, deve avere un diametro di circa 8 km: questo valore è considerato ragionevole in quanto compatibile con quelli stimati per l’intrusione laccolitica dell’isola di Ischia (Luongo et al., 1991; Luongo et al., 1992; Carlino et al., 2006).

Dal valore della pressione esercitata da una risalita magmatica sotto i Campi Flegrei, è possibile definire il sollevamento in superficie  $w$  che tale risalita produce, in un qualsiasi punto dell’area analizzata posto ad una distanza  $x$  dal centro del “plume”, ed il sollevamento massimo  $w_m$  che ci si può aspettare lungo la verticale passante per il centro del mezzo in risalita, per  $x = 0$ .

Sia per  $w$  che per  $w_m$  si calcolano due valori, uno riferito ad una forma ellittica ( $w_{c=\infty}$ ) dell’intrusione magmatica e l’altro ad una forma circolare ( $w_{a=c}$ ), in quanto tutte le altre forme possibili sono comprese tra queste due estreme. Le equazioni utilizzate sono le seguenti (capitolo IV):

$$(w)_{c=\infty} = \frac{Pd}{24D} (a^4 - 2a^2x^2 + x^4) \quad (4.16)$$

$$(w)_{a=c} = \frac{Pd}{64D} (a^4 - 2a^2x^2 + x^4) \quad (4.17)$$

$$w_{m(c=\infty)} = \frac{Pd a^4}{24D} \quad (4.32)$$

$$w_{m(a=c)} = \frac{p_d a^4}{64D} \quad (4.33)$$

dove  $p_d = p - p_l$  = pressione di spinta;

$p$  = pressione magmatica totale;

$p_l$  = pressione litostatica;

$D = Et^3/12(1 - \nu^2)$  = rigidità flessurale;

$E$  = modulo di Young;

$\nu$  = coefficiente di Poisson;

$t = h$  = spessore dell'overburden;

$a$  = raggio dell'area deformata.

Per entrambi i calcoli occorre conoscere il valore della rigidità flessurale  $D$ .

Quest'ultima dipende dai moduli elastici  $E$  ed  $\nu$ , dalla distanza tra la superficie libera ed il top dell'intrusione magmatica  $h$  e da due punti distanti dal centro della deformazione  $x$  ed  $a$ .

I valori di  $E$  ed  $\nu$  utilizzati sono forniti dalla letteratura; il valore di  $h$  è dato dalla somma di 4000 m, profondità della sorgente ottenuta con la massima profondità dei fuochi sismici (Luongo et al., 1991), con il raggio del plume ( $r_p = 4130$ m); il valore di  $a$  si ottiene dalle dimensioni della caldera; il valore di  $x$  è ottenuto utilizzando un rapporto in scala che chiama in causa il modello analogico dove  $x/a = 0.85$ .

Ponendo:

$E = 10 \text{ GPa}$  (da Carlino et al., 2007);

$\nu = 0.25$  (da Carlino et al., 2007);

$t = h = 8130 \text{ m}$ ;

$a = 7000 \text{ m}$ ;

$x = a \cdot 0.85 = 7000 \text{ m} \cdot 0.85 = 5950 \text{ m}$ ;

il valore di  $D$  è:

$$D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)} = 4.8 \cdot 10^{20} \text{ Nm} \quad (5.7)$$

Per il calcolo dei sollevamenti è necessario definire anche la pressione di spinta, che si indica con  $p_{d(cf)}$  per distinguerla da quella calcolata per il modello:

$$p_{d(cf)} = P_{es(cf)} - \sigma_{yy(cf)} = 104.7 \text{ MPa} - 94.2 \text{ MPa} = 10.5 \text{ MPa} \quad (5.8)$$

Il valore di  $w$ , calcolato ad una distanza  $x = 5950$  m dal centro della deformazione, per una forma planare di tipo ellittica dell'intrusione, è:

$$w_{c=\infty} = 0.23 \text{ m} \quad (5.9)$$

Per un'intrusione con forma planare circolare  $w$  risulta essere:

$$w_{a=c} = 0.086 \text{ m} \quad (5.10)$$

Tenendo costanti i valori di  $p_{d(cf)} = 10.5 \text{ MPa}$ ,  $D = 4.8 \cdot 10^{20} \text{ Nm}$ ,  $a = 7000 \text{ m}$  e  $x = 5950 \text{ m}$ , si ricava, prima, lo spostamento massimo  $w_m$  associato ad un "plume" di forma ellittica e, in seguito, quello generato da un "plume" circolare:

$$w_{m_{c=\infty}} = 2.2 \text{ m} \quad (5.11)$$

$$w_{m_{a=c}} = 0.82 \text{ m} \quad (5.12)$$

Questi valori, ottenuti con l'ausilio del modello analogico, indicano i sollevamenti massimi che hanno preceduto la deformazione fragile nell'area flegrea, in corrispondenza del centro del plume ( $w_m$ ) e ad una distanza  $x$  da esso ( $w$ ).

Di seguito si applicano le equazioni 4.28a, per il calcolo dello strain longitudinale dovuto allo stretching, e 4.28b per lo strain longitudinale generato dal bending (capitolo IV):

$$(\varepsilon_{xx})_s \approx -0.61 \left( \frac{w_m}{a} \right)^2 + 0.27 \left( \frac{w_m}{a} \right)^4 \quad (4.28a)$$

$$(\varepsilon_{xx})_b = \frac{4w_m z}{a^4} (3x^2 - a^2) \quad (4.28b)$$

Con l'applicazione delle equazioni è possibile determinare le deformazioni longitudinali generate da stretching e bending che hanno interessato l'overburden

prima della comparsa della giunzione tripla. Nel caso di un plume di forma planare ellittica:

$$\varepsilon_{xx(s)} \approx -6.03 \cdot 10^{-8} \quad (5.13)$$

$$\varepsilon_{xx(b)} \approx 8.21 \cdot 10^{-4} \quad (5.14)$$

Per un'intrusione di forma circolare:

$$\varepsilon_{xx(s)} \approx -8.4 \cdot 10^{-9} \quad (5.15)$$

$$\varepsilon_{xx(b)} \approx 3.03 \cdot 10^{-4} \quad (5.16)$$

I risultati del modello analogico possono essere utilizzati anche nell'elaborazione delle carte di pericolosità.

Infatti, nel corso delle ultime due crisi bradisismiche, nei bienni 1970 – 72 e 1982 – 84, attraverso i dati delle livellazioni di precisione, delle misure distanziometriche ed i gradienti di variazione di quota è stato possibile definire la profondità della sorgente (centro di spinta ~ 3 km) e le fasce includenti le aree dei massimi valori delle variazioni di inclinazione del suolo (zona di flesso) e le aree con i valori massimi della deformazione orizzontale.

Questi risultati rilevano la fascia di massimo valore dello strain di taglio, 1.5 km – 2 km: questa fascia è la zona di maggiore probabilità di apertura delle nuove bocche, elemento fondamentale per la zonazione della pericolosità dell'area.

## CONCLUSIONI

Il problema dei limiti delle caldere dei Campi Flegrei, soprattutto della caldera esterna associata all'eruzione dell'Ignimbrite Campana, è stato affrontato con un'analisi approfondita dei dati disponibili in letteratura e dei risultati ottenuti con gli esperimenti di laboratorio.

Il risultato a cui siamo giunti è che i bordi della caldera dell'Ignimbrite Campana sono definiti con ragionevole certezza solo a terra, in quanto le interpretazioni dei dati gravimetrici e magnetici sono avvalorati dalle stratigrafie di pozzi perforati ai fini di indagini geotermiche; mentre i dati a mare non evidenziano allo stesso modo un orlo calderico nel settore meridionale, sebbene molti autori ne sostengono l'esistenza.

La "debolezza" delle prove a sostegno dell'esistenza di tale bordo calderico non cancella l'ipotesi della sua mancanza. In tal caso non si può escludere uno scenario diverso da quello della formazione della caldera in seguito all'eruzione dell'Ignimbrite Campana. Per verificare l'attendibilità di una tale ipotesi si è proceduto nell'individuazione di un diverso meccanismo che ha determinato l'eruzione dell'Ignimbrite Campana.

A tale scopo è iniziato un percorso che ha avuto come punto centrale dell'indagine il modello analogico, il cui utilizzo nasce dalla necessità di superare il problema della soluzione parziale ottenuta con i modelli analitici.

Si è scelto di realizzare un modello che utilizza come mezzo la gelatina e si è proceduto con diverse prove sperimentali per valutare alcuni parametri elastici del materiale scelto, quali modulo di Young e modulo di taglio, ed alcune proprietà, quali la termoreversibilità.

Da questa prima fase sono nate le condizioni che hanno permesso la scelta della concentrazione di gelatina da utilizzare, in funzione della rigidità desiderata, dei numeri di strati, spessori e loro disposizione.

I primi modelli analogici sono stati costruiti utilizzando una sorgente puntiforme: si osservano ramificazioni della sorgente, attraverso cui il materiale iniettato arriva in

superficie. Le ramificazioni si differenziano in numero e dimensioni a seconda delle dimensioni della sorgente e della sovrappressione realizzata.

L'analisi di ogni singolo esperimento ha permesso di ricavare i rapporti di densità, tra materiale ospite e fluido iniettato.

Dal confronto tra i rapporti di densità ottenuti in laboratorio e quelli presenti in natura si deduce che gli esperimenti, in cui si utilizzano come fluidi acqua gassata ed olio, sono una buona rappresentazione in scala delle condizioni naturali, lo stesso non si può dire per gli esperimenti che utilizzano l'aria, in quanto il contrasto di densità gelatina – aria è così alto da non aver nessun riscontro in natura.

Più precisamente, le condizioni

- $\rho_{\text{crosta continentale}}/\rho_{\text{magma acido}}$ ;
- $\rho_{\text{crosta oceanica gabbrica}}/\rho_{\text{magma gabbrico}}$ ;
- $\rho_{\text{crosta oceanica peridotitica}}/\rho_{\text{magma peridotitico}}$ ;

sembrano riflettere il rapporto  $\rho_{\text{gelatina}}/\rho_{\text{olio}}$ .

Invece la condizione  $\rho_{\text{crosta continentale}}/\rho_{\text{magma gabbrico}}$  è meglio rappresentata dal rapporto  $\rho_{\text{gelatina}}/\rho_{\text{acqua}}$ .

È da sottolineare che gli esperimenti realizzati simulano eruzioni effusive, ma non riflettono il meccanismo di eruzioni esplosive in quanto i materiali scelti non simulano il processo di frammentazione magmatica.

L'elemento che accomuna questi primi esperimenti è la mancanza di una "ring fracture" in superficie che possa far pensare ad un processo di calderizzazione.

Alla costruzione dei modelli a sorgente puntiforme fa seguito la realizzazione di modelli con sorgente estesa: nasce l'esperienza del palloncino che, fissato alla base di uno strato di gelatina, simula un plume in risalita.

Per il suddetto modello, sono stati realizzati diversi cicli di inflation e deflation, definendo le relazioni tra le dimensioni del palloncino e la deformazione dell'overburden.

I principali risultati osservati sono:

- 1) formazione di una frattura tripla;
- 2) sollevamento e sprofondamento dei blocchi delimitati da sistemi di pieghe e di fratture;
- 3) sprofondamento di un'area localizzata al centro del sistema di fratture;
- 4) formazione di un cono di deformazione senza rimozione del materiale ospite.

I risultati di questo modello sono coerenti con una massa magmatica in risalita che genera una tumescenza crostale, la formazione di una frattura eruttiva a tre rami ed una detumescenza, come è stato mostrato nel modello analitico per i Campi Flegrei di Luongo et al. (1991).

L'utilizzo del modello a sorgente estesa ha permesso di effettuare anche il calcolo della pressione esercitata dalla sorgente ricavando il valore di pressione necessario a generare, nei Campi Flegrei, un sollevamento crostale fino al raggiungimento di una fratturazione dell'overburden: il valore ottenuto è 104.7 MPa.

Tale valore è uguale a quello ottenuto con il modello analitico sopra ricordato: la similitudine dei due valori indicherebbe che il modello analogico possa fornire una rappresentazione attendibile del processo esaminato.

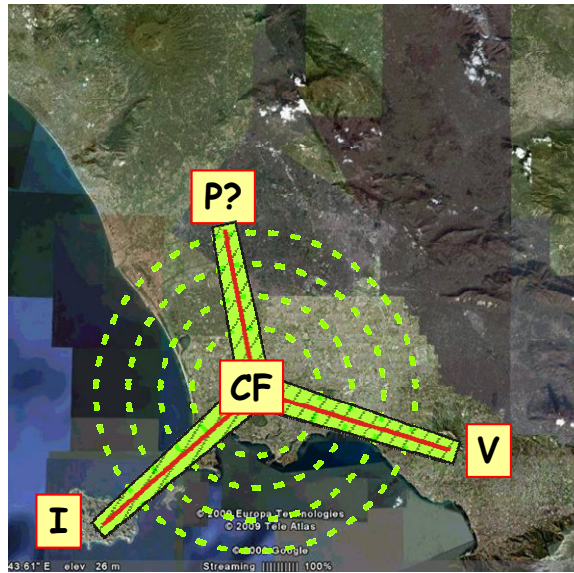
Il modello analogico è stato utilizzato anche per determinare le dimensioni del corpo magmatico, responsabile del lungo processo di deformazione dell'area flegrea, ed, in particolare, i valori del sollevamento del suolo sia lungo la verticale passante per il centro del plume ( $w_m$ ) che a distanze variabili dal punto di massimo sollevamento ( $w$ ).

È indubbia l'importanza che un tale calcolo possa avere nella realizzazione di una carta del rischio in un'area ad alta pericolosità, come quella flegrea, quando si registra un incremento dell'attività endogena come è accaduto nelle recenti crisi bradisismiche.

Quindi, combinando i risultati del modello analogico a sorgente estesa e del modello analitico preesistente, si giunge alla conclusione che l'attività dei Campi Flegrei possa essere associata con una giunzione tripla generata dalla risalita di un plume magmatico.

Nel primo capitolo sono state illustrate le prove di tale meccanismo per l'area flegrea.

In tal caso, i Campi Flegrei si troverebbero al centro della frattura tripartita da cui partono i rami: il ramo orientale attraversa il vulcanismo della città di Napoli sviluppandosi fino al Vesuvio; il ramo occidentale non ha soluzioni di continuità dall'area flegrea ad Ischia attraverso Procida; il ramo settentrionale è abortito o potrebbe essere associato ad un vulcanismo più antico, i cui prodotti sono rinvenuti nei pozzi dell'area Parete – Villa Literno (Mirabile et al., 2000).



Localizzazione della giunzione tripla ipotizzata per l'area flegrea.  
CF: Campi Flegrei; I: Ischia; V: Vesuvio; P?: Parete – Villa  
Literno.

Per concludere, il modello presentato per i Campi Flegrei prevede:

- la deformazione della piastra al di sopra del magma (overburden) per incremento della pressione in profondità;
- la fratturazione dell'overburden secondo una giunzione tripla;
- la depressurizzazione del sistema magmatico;
- l'emissione di magma attraverso eruzioni esplosive;
- l'erosione del condotto;
- depressioni permanenti prodotte dall'azione congiunta di erosione e deflazione.

Il processo eruttivo, pertanto, sembra svilupparsi lungo fratture, come rilevato dal modello analogico; le caldere, soprattutto quella dell'Ignimbrite Campana, non mostrerebbero il bordo meridionale, in quanto le grandi eruzioni esplosive si sviluppano, prevalentemente, lungo fratture lineari con punti di concentrazione dell'attività, dove si realizzano aree di collasso.

Tali depressioni o caldere si collocano, in prevalenza, al centro della giunzione tripla.

È lecito, inoltre, ipotizzare che lungo le fratture lineari possano verificarsi ulteriori collassi, apparentemente isolati, ma che sono legati allo stesso processo deformativo.



## BIBLIOGRAFIA

**Acocella V. (2007):** *Understanding caldera structure and development: an overview of analogue models compared to nature.* Earth Sci. Rev., vol. 85, 125–160.

**Acocella V. (2008):** *Activating and reactivating pairs of nested collapses during caldera – forming eruptions: Campi Flegrei.* Geophysical Research Letters, vol. 35, L17304.

**Anderson E.M. (1938):** *The dynamics of sheet intrusion.* Proc. R. Soc. Edinb., vol. 58 (3), 242 – 251.

**Anderson H., Jackson J. (1987):** *The deep seismicity of the Tyrrhenian Sea.* Geophys. J. R. astr. Soc. 91, 613 – 637.

**Bahat D. (1979):** *On the African Rift System, theoretical and experimental study.* Earth Planet. Sci. Lett., vol. 45, 445 – 452.

**Barberi F., Gasparini P., Innocenti F., Villari L. (1973):** *Volcanism of the Southern Tyrrhenian Sea and its Geodynamics implications.* Journal of Geophysical Research, vol. 78, 5221 – 5232.

**Barberi F., Cassano E., La Torre P., Sbrana A. (1991):** *Structural evolution of Campi Flegrei caldera in light of volcanological and geophysical data.* J. Volcanol. Geotherm. Res., vol. 48, 33 – 49.

**Barbieri M., Di Girolamo P., Locardi E., Lombardi G., Stanzione D. (1979):** *Petrology of the calco – alkaline volcanics of the Parete 2 well (Campania, Italy).* Per. Mineral., vol. 48, 53 – 74.

**Bellucci F., Milia A., Rolandi G., Torrente M.M. (2006):** *Structural control on the Upper Pleistocene ignimbrite eruptions in the Neapolitan area (Italy): volcano tectonic faults versus caldera faults.* In Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites. Edited by B. De Vivo. Elsevier B.V.

**Biot M.A. (1961):** *Theory of folding of stratified viscoelastic media and its implications in tectonics and orogenesis.* Geol. Soc. Am. Bull., vol. 72, 1595 – 1620.

- Boccaletti M., Nicolich R., Tortorici L. (1990):** *New data and hypothesis on the development of the Tyrrhenian basin.* Paleogeogr., Paleoclimatol., Palaeo., 77, 15 – 40.
- Bott M.H.P. (1981):** *Crustal doming and the mechanism of the continental rifting.* Tectonophysics, vol. 73, 1 – 8.
- Bruno P.P. (2004):** *Structure and evolution of the Bay of Pozzuoli (Italy) using marine seismic reflection data: Implications for collapse of the Campi Flegrei caldera.* Bull. Volcanol., vol. 66, 342 – 355.
- Burke K., Dewey J.F. (1973):** *Plume generated triple junctions: key indicators in applying plate tectonics to old rocks.* Journal geol., vol. 81, 406 – 433.
- Caputo M., Panza G.F., Postpischl D. (1970):** *Deep structure of the Mediterranean basin.* Journal of Geophysical Research, vol. 75, 4919 – 4923.
- Carlino S., Cubellis E., Luongo G., Obrizzo F. (2006):** *On the mechanics of caldera resurgence of Ischia Island.* From: Troise, De Natale, Kilburn (2006). Mechanisms of activity and unrest at large calderas. Geological Society of London, Special publications, vol. 269, 181 – 193.
- Carracedo J.C. (1996):** *Morphological and structural evolution of the western Canary Islands: hotspot induced three armed rifts or regional tectonic trends?* Journal of Volcanology and Geothermal Research, vol. 72, 151 – 162.
- Cole P.D., Perrotta A., Scarpati C. (1994):** *The volcanic history of the southwestern part of the city of Naples.* Geol. Mag., vol. 131, 785 – 799.
- Cole J.W., Milner D.M., Spinks K.D. (2005):** *Calderas and caldera structures: a review.* Earth Sci. Rev., vol. 69, 1 – 96.
- Cubellis E., Luongo G. (1998):** *Il terremoto del 28 luglio 1883 a Casamicciola nell'isola d'Ischia – Il contesto fisico.* Monografia N.1 – Servizio Sismico Nazionale. Istituto Poligrafico e Zecca dello stato (Rm), 49 – 123.
- Deino A.L., Orsi G., de Vita S., Piochi M. (2004):** *The age of the Neapolitan Yellow Tuff caldera – forming eruption (Campi Flegrei caldera, Italy) assessed by  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$  dating method.* Journal of Volcanology and Geothermal Research, vol. 133, 157 – 170.
- De Vivo B., Rolandi G., Gans P.B., Calvert A., Bohrson W.A., Spera F.J., Belkin H.E. (2001):** *New constraints on the pyroclastic eruptive history of the Campanian volcanic Plain (Italy).* Mineral. Petrol., vol. 73, 47 – 65.

- Fedele L., Morra V., Perrotta A., Scarpati C. (2006):** *Volcanological and geochemical features of the products of the Fiumicello eruption, Procida Island, Campi Flegrei (Southern Italy)*. Per. Mineral. 75, 1, 43 – 72.
- Fedele L., Scarpati C., Lanphere M., Melluso L., Morra V., Perrotta A., Ricci G. (2008):** *The Breccia Museo formation, Campi Flegrei, southern Italy: geochronology, chemostratigraphy and relationship with the Campanian Ignimbrite eruption*. Bull. of Volcanol., vol.70, 1189 – 1219
- Ferrucci F., Gaudiosi G., Hirn A., Luongo G., Mirabile L., Zullo G. (1986):** *Primi risultati di indagini DSS nell'area vulcanica campana*. Atti del V Convegno Nazionale di Geofisica della Terra Solida, CNR – Roma, 1; 639 – 646.
- Ferrucci F., Gaudiosi G., Pino N.A., Hirn A., Luongo G., Mirabile L. (1989):** *Seismic detection of a major Moho upheaval beneath the Campania volcanic area (Naples, Southern Italy)*. Geophys. Res. Lett., 16 (11); 1317 – 1320.
- Fiske R.S., Jackson E.D. (1972):** *Orientation and growth of Hawaii volcanic rifts: the effect of regional structure and gravitation stress*. Proc. R. Soc. London, Ser. A: 329, 299 - 326.
- Florio G., Fedi M., Cella F., Rapolla A. (1999):** *The Campanian Plain and Phlegraean Fields: Structural setting from potential field data*. J. Volcanol. Geotherm. Res., vol. 91, 361 – 379.
- Fusi N., Mirabile L., Camerlenghi A., Ranieri G. (1991):** *Marine geophysical survey of the Gulf of Naples (Italy): relationship between submarine volcanic activity and sedimentation*. Mem. Soc. Geol. It., vol. 47, 95 – 114, 13 ff.
- Gasparini C., Iannacone G., Scandone P., Scarpa R. (1982):** *Seismotectonics of the Calabrian Arc*. Tectonophysics, vol. 83, 267 – 286.
- Gaudiosi G., Luongo G., Ricciardi G.P. (1984):** *A bending model for the calabrian arc*. From: Problems and methods for lithospheric exploration. Edited by Roberto Cassinis (Plenum Publishing Corporation).
- Gelita Company (2007):** *Schede tecniche*.
- Gilbert G.K. (1877):** *Report on the geology of the Henry Mountains*. U.S. Geogr. Geol. Survey of the Rocky Mountains Region.
- Hunt C.B. (1953):** *Geology and geography of the Henry Mountains region, Utah*. U.S. Geol. Surv., Prof. Pap., vol. 228, 1 – 234.
- Illies J.H. (1981):** *Mechanism of graben formation*. Tectonophysics, vol. 73, 249 – 266.

- Insinga D. (2003):** *Tefrostratigrafia dei depositi tardo – quaternari della fascia costiera campana*. Ph.D. thesis, University of Naples Federico II, Naples, 202 pp.
- Iorio A., Luongo G., Giordano F. (2009):** *Definizione della struttura sommersa della caldera flegrea attraverso indagini di sismica a riflessione*. Tesi di Laurea in Geofisica Applicata, Università di Napoli Federico II.
- Jaeger J.C., Cook N.G.W. (1976):** *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman & Hall, London.
- Johnson A.M. (1970):** *Physical processes in geology*. Freeman, Cooper & Co, San Francisco.
- Johnson A.M., Pollard D.D. (1973):** *Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry Mountains, Utah I*. Tectonophysics, vol.18, 261 – 309.
- Judenherc S., Zollo A. (2004):** *The Bay of Naples (Southern Italy): constraints on the volcanic structures inferred from a dense seismic survey*. Journal of Geophysical Research, vol. 109, B10312.
- Kavanagh J.L., Menand T., Stephen R., Sparks J. (2006):** *An experimental investigation of sill formation and propagation in layered elastic media*. Earth and Planetary Science Letters, vol. 245, 799 – 813.
- Kerr A.D., Pollard D.D. (1998):** *Toward more realistic formulations for the analysis of laccoliths*. Journal of Structural Geology, vol. 20, No. 12, 1783 – 1793.
- Locardi E. (1986):** *Tyrrhenian volcanic arcs: volcano – tectonics, petrogenesis and economic aspects*. From: The origin of arcs. Edited by F.C. Wezel. Elsevier Amsterdam.
- Luongo G. (1979):** *Problemi di geodinamica del Tirreno*. Rdc. Soc. Miner. Petrol., vol. 35, 32 – 38.
- Luongo G., Cubellis E., Obrizzo F. (1987):** *Ischia – Storia di un'isola vulcanica*. Liguori Naples.
- Luongo G. (1988):** *Tettonica globale dell'Italia Meridionale: subduzione o bending?* In: L'Appennino Campano Lucano nel quadro geologico dell'Italia Meridionale. Atti 74° Congresso Nazionale della Società Geologica Italiana, Sorrento, 157 – 161.
- Luongo G., Cubellis E., Obrizzo F., Petrazzuoli S.M. (1991):** *The mechanics of Campi Flegrei resurgent caldera – a model*. Journal of Volcanology and Geothermal Research, vol. 45, 161 – 172.

- Luongo G., Cubellis E., Obrizzo F., Petrazzuoli S.M. (1991):** *A physical model for the origin of volcanism of the Tyrrhenian margin: the case of Neapolitan area.* Journal of Volcanology and Geothermal Research, vol. 48, 173 – 185.
- Luongo G., Cubellis E., Petrazzuoli S.M. (1992):** *A unitary model for the long – term dynamics of Campi Flegrei.* Acta Vulcanologica, Marinelli Volume, vol. 2, 287 – 296.
- Luongo G., Cubellis E., De Vito M.A., Cascone E. (1995):** *L'isola d'Ischia: dinamica e struttura del M. Epomeo.* In: Cinquanta anni di attività didattica e scientifica del prof. F. Ippolito. Liguori, Naples, 427 – 436.
- Mantovani E., Babbucci D., Albarello D., Mucciarelli M. (1990):** *Deformation pattern in the central Mediterranean and behavior of the African/Adriatic promontory.* Tectonophysics, vol. 179, 63 – 79.
- Marsh B.D. (1982):** *On the mechanics of igneous diapirism, stoping, and zone melting.* Am. J. Sci., vol. 282, 808 – 855.
- Marsh B.D. (1984):** *Mechanics and energetics of magma formation and ascension.* National Accademy Press Washington D.C.
- Marsh B.D. (1984):** *On the mechanics of caldera resurgence.* Journal of Geophysical Research, vol. 89, 8245 – 8251.
- Menand T., Tait S.R. (2002):** *The propagation of a buoyant liquid-filled fissure from a source under constant pressure: an experimental approach.* Journal of Geophysical Research, vol. 107, NO. B11, 2306.
- Milia A., Torrente M.M., Giordano F. (2000):** *Active deformation and volcanism offshore Campi Flegrei, Italy: new data from high – resolution seismic reflection profiles.* Marine Geology, vol. 171, 61 – 73.
- Milia A., Torrente M.M., Giordano F., Mirabile L. (2006):** *Rapid changes of the accommodation space in the Late Quaternary succession of Naples Bay, Italy: the influence of volcanism and tectonics.* Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites. Edited by B. De Vivo. Elsevier B.V.
- Mirabile L., De Marinis E., Frattini M., (2000):** *The Phlegraean fields beneath the sea: the underwater volcanic district of Naples, Italy.* Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata, vol. 41, N. 2, 159 – 186.
- Morelli C. (1970):** *Physiography gravity and magnetism of the Tyrrhenian Sea.* Boll. Geof. Teor. Appl., vol. 12, 275 – 308.

- Orsi G., De Vita S., di Vito M. (1996):** *The restless resurgent Campi Flegrei nested caldera (Italy): Constrains on its evolution and configuration.* J. Volcanol. Geotherm. Res., vol. 74, 179 – 214.
- Paige S. (1913):** *The bearing of progressive increase of viscosity during intrusion on the form of laccoliths.* Journal of Geology, vol. 21, 541 – 549.
- Perrotta A., Scarpati C., Luongo G., Morra V. (2006):** *The Campi Flegrei caldera boundary in the city of Naples.* In Volcanism in the Campania Plain: Vesuvius, Campi Flegrei and Ignimbrites. Edited by B. De Vivo, pp. 85 – 96. Elsevier, New York.
- Pescatore T., Diplomatico G., Senatore M.R., Tramutoli M., Mirabile L. (1984):** *Contributi allo studio del Golfo di Pozzuoli: aspetti stratigrafici e strutturali.* Mem. Soc. Geol. It., 27, 133 – 149, 11 ff.
- Pollard D.D. (1973):** *Derivation and evaluation of a mechanical model for sheet intrusions.* Tectonophysics, vol. 19, 233 – 269.
- Pollard D.D., Johnson A.M. (1973):** *Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry Mountains, Utah, II.* Tectonophysics, vol. 18, 311 – 354.
- Ranalli G. (1995):** *Rheology of the Earth.* Second edition, Chapman & Hall, London.
- Ricci G., Lanphere M., Morra V., Perrotta A., Scarpati C., Melluso L. (2000):** *Volcanological, geochemical and geochronological data from ancient pyroclastic successions of Campi Flegrei (Italy).* AGU 2000 Fall Meeting, Eos, Transactions, American Geophysical Union, 81 (48).
- Rivalta E., Bottinger M., Dahm T. (2005):** *Buoyancy - driver fracture ascent: experiments in layered gelatine.* Journal of Volcanology and Geothermal Research, vol. 144, 273 – 285.
- Rosi M., Sbrana A. (1987):** *Phlegraean Fields.* CNR, Quad. Ric. Sci., 114: 1 – 175.
- Shaw H.R. (1980):** *Fracture mechanism of magma transport from the mantle to the surface.* In Physics of Magmatic Processes, R. B. Hargraves, ed., Princeton U. Press Pinceton, N. J., 201 – 264.
- Takada A. (1990):** *Experimental study on propagation of liquid - filled crack in gelatin: shape and velocity in hydrostatic stress condition.* Journal of Geophysical Research, vol. 95, NO. B6, 8471 – 8481.

- Thomas G.B. (1961):** *Calculus and Analytical Geometry*. Addison – Wesley, Reading, Mass., 1010 pp.
- Tibaldi A., Vezzoli L. (2004):** *A new type of volcano flank failure: the resurgent caldera sector collapse, Ischia, Italy*. Geophysical Research Letters, vol. 31, L14605.
- Timoshenko S., Goodier J.N. (1951):** *Theory of Elasticity*. McGraw – Hill, New York, N. Y., 506 pp.
- Timoshenko S. (1953):** *History of strength of materials*. McGraw – Hill, New York, N.Y.
- Timoshenko S., Woinowsky – kriegler S. (1959):** *Theory of plates and shells*. McGraw – Hill, New York, N.Y.
- Timoshenko S., Young D.H. (1968):** *Elements of strength of materials*. Van Nostrand, Princeton, N.J.
- Tramelli A., Del Pezzo E., Bianco F., Boschi E. (2006):** *3D scattering image of the Campi Flegrei caldera (Southern Italy). New hints on the position of the old caldera rim*. Phys. Earth Planet. Inter., vol. 155, 269 – 280.
- Turcotte D.L., Schubert G., (2001):** *Geodynamics*. Cambridge University Press, New York.
- Vysa Gelatin Company (2007):** *Schede tecniche riferite al periodo novembre 2007*.
- Wyss M. (1980):** *Hawaiian Rifts and recent Icelandic volcanism: expressions of plume generated radial stress fields*. Journal Geophys., vol. 47, 19 – 22.
- Zollo A., Judenherc S., Auger E., D'Auria L., Virieux J., Capuano P., Chiarabba C., de Franco R., Makris J., Michelini A., Musacchio G. (2003):** *Evidence for the buried rim of Campi Flegrei caldera from 3-D active seismic imaging*. Geophysical Research Letters, vol. 30, NO.19.